

ORSAY
SÉRIE A,
N° D'ORDRE
49

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Jean - Pierre LANDROT

PREMIÈRE THÈSE

ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES DES CONVERTISSEURS
THERMOIONIQUES.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 9 mai 1967 devant la Commission d'Examen

MM. GRIVET

Président

TAVERNIER
Mme KOCH

} Examineurs

ORSAY
SÉRIE A,
N° D'ORDRE
49

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Jean - Pierre LANDROT



PREMIÈRE THÈSE

ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES DES CONVERTISSEURS
THERMOIONIQUES.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 9 mai 1967 devant la Commission d'Examen

MM. GRIVET

Président

TAVERNIER
Mme KOCH

} Examinateurs



SOMMAIRE

Pages

Remerciements

Avant-propos	1
Chapitre I - Généralités	3
Chapitre II - Relevés statiques	19
Chapitre III - Etude des régimes transitoires provoqués par l'ouverture du circuit électrique d'un convertisseur de laboratoire	55
Chapitre IV - Etude des régimes transitoires provoqués par les variations de la résistance de charge d'un convertisseur de laboratoire	75
Chapitre V - Etude des régimes transitoires provoqués par les variations de la puissance thermique injectée d'un convertisseur de laboratoire	99
Chapitre VI - Etude analogique des régimes transitoires d'un convertisseur à chauffage nucléaire	112
Chapitre VII - Conclusion générale	130
Bibliographie	133



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549003_0007

Que Monsieur le Professeur GRIVET, qui m'a fait l'honneur d'accepter la direction de ce travail, trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

J'exprime ma gratitude à Monsieur le Professeur TAVERNIER pour les précieux conseils qu'il m'a donné au cours de cette étude.

Je remercie particulièrement Monsieur D. CHARLES d'avoir bien voulu accepter de faire partie de la Commission d'Examen.

Je tiens à exprimer mes remerciements à Monsieur J. LABEYRIE et Madame L. KOCH qui m'ont donné la possibilité de préparer cette thèse au Service d'Electronique Physique à Saclay.

Que Monsieur B. DEVIN trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour toute l'aide qu'il m'a apportée au cours de ces années passées dans son équipe de travail et dont je garde le meilleur souvenir.

Que tous ceux qui, comme Monsieur CAILLET et Madame LIST, ont contribué à l'élaboration de cette étude, trouvent ici l'expression de mes remerciements les plus vifs.

ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES D'UN CONVERTISSEUR THERMOIONIQUE

AVANT-PROPOS

Rappelons brièvement que sous l'expression "conversion directe" on convient de désigner les modes de transformation de l'énergie thermique en énergie électrique qui n'utilisent pas le passage par l'énergie mécanique : piles à combustible, magnéto-hydrodynamique, thermoélectricité et conversion thermoionique.

Les recherches effectuées dans ces domaines correspondent à la nécessité de mieux adapter la production aux besoins futurs, tant spatiaux que terrestres [1] [2].

Parmi tous ces procédés, la conversion thermoionique présente un certain nombre d'avantages :

- Sa haute température de source chaude (2 000 °K) permet l'utilisation plus rationnelle de l'énergie nucléaire.
- Avec un rapport puissance sur poids important, un encombrement réduit et une température de source froide de l'ordre de 1 000 °K, la conversion thermoionique semble avoir une vocation spatiale.
- Placée en tête du cycle d'une centrale nucléaire classique, elle en accroît le rendement.
- Outre la conversion de l'énergie nucléaire, citons également l'application à l'énergie solaire et à l'énergie thermique des flammes.

CHAPITRE I

GENERALITES

I. I - INTRODUCTION

- 1°) Emission thermoélectronique
- 2°) Diode à vide

I. II - FONCTIONNEMENT DU CONVERTISSEUR THERMOIONIQUE

- 1°) Principe
- 2°) Rendement théorique sans pertes
- 3°) Rendement réel avec pertes

I. III - LE CONVERTISSEUR A CHAUFFAGE NUCLEAIRE

- 1°) Description
- 2°) Etat des recherches

I. IV - BUT DE L'ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES

I. V - PLAN DE L'ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES

CHAPITRE I

GENERALITES

I.1 INTRODUCTION

1°) Emission thermoélectronique

Pour qu'un électron puisse quitter un métal, il faut qu'il ait une énergie suffisante pour vaincre les forces qui l'y retiennent. Il doit donc posséder une certaine énergie, W , au dessus du niveau de Fermi. On dit encore qu'il doit franchir une barrière de potentiel ϕ (potentiel d'extraction du métal), définie par la relation $W = e \phi$.

Un des moyens d'augmenter le nombre d'électrons susceptibles de quitter le métal est de chauffer ce dernier : c'est l'effet thermoélectronique régi par la loi de Richardson-Dushman. Cette loi relie la densité de courant de saturation émis à la valeur de la température du métal et de son potentiel de sortie.

$$J = AT^2 \exp \left(- \frac{e \phi}{k T} \right)$$

avec :

J : densité de courant émis
 A : constante de Richardson-Dushman
 T : température du métal en degré K
 e : charge de l'électron
 k : constante de Boltzmann
 ϕ : potentiel de sortie du métal considéré.

2°) Diode à vide

La diode à vide est l'application directe de cet effet. Son fonctionnement en générateur peut être représenté par le diagramme de potentiel de la figure (1). L'émetteur chauffé par une source extérieure, est maintenue à une température T_e . Les électrons émis ont une énergie cinétique moyenne $2 kT_e$ [3]. Ils franchissent la barrière de potentiel ϕ de l'émetteur : ils acquièrent donc une énergie potentielle $e \phi$ au dessus du niveau de Fermi. La densité de courant franchissant la surface de l'émetteur est $J = AT_e^2 \exp \left(- \frac{e \phi}{kT_e} \right)$.

Mais la charge d'espace, due à la présence même des électrons, définit une barrière de potentiel ϕ' plus élevée que celle de l'émetteur. Tous les électrons n'ont pas une énergie suffisante pour la franchir; une partie d'entre eux retourne donc à l'émetteur. La densité de courant franchissant réellement l'espace interélectrode est : $J = AT_e^2 \exp(-e\phi' / kT_e)$.

En atteignant le métal du collecteur, les électrons y restituent partiellement leur énergie sous forme de chaleur : ils perdent leur énergie cinétique et une partie de leur énergie potentielle $e\phi_c$, correspondant au potentiel de sortie ϕ_c du collecteur. La différence $e(\phi' - \phi_c)$ est susceptible d'être dissipée dans une résistance de charge extérieure reliant les deux électrodes.

La diode à vide est donc une machine thermique transformant la chaleur en électricité. La source chaude est constituée par l'émetteur et la source froide par le collecteur. Le fluide qui travaille est le courant électronique dont la variation d'énergie potentielle est égale au déplacement du niveau de Fermi du collecteur par rapport à celui de l'émetteur. Cette variation d'énergie potentielle est la tension aux bornes du circuit d'utilisation. Malheureusement, l'intensité du courant émis est fortement limitée par la charge d'espace.

Différents moyens ont été proposés pour neutraliser cette charge d'espace : le plus utilisé consiste à introduire "quelques" ions positifs dans l'espace interélectrode. La diode reçoit alors le nom de convertisseur thermoionique ou, parfois, de diode à plasma.

I. II - FONCTIONNEMENT DU CONVERTISSEUR THERMOIONIQUE

1°) Principe

Le convertisseur thermoionique ne diffère de la diode à vide que par la présence d'une vapeur facilement ionisable (fig. 2). On utilise donc un alcalin dont le potentiel d'ionisation est faible; c'est, le plus souvent, le césium en phase vapeur dont la pression est imposée par la température d'un réservoir de césium liquide-point froid de l'enceinte du convertisseur.

Le rôle du césium est multiple et dépend essentiellement de la valeur de la pression.

A - Régime "Basse Pression"

Si la pression est faible (10^{-2} torr), le libre parcours moyen électronique est supérieur à la distance interélectrode. Les collisions sont donc négligeables et l'espacement des électrodes n'est pas un paramètre critique. Il y a peu d'atomes de césium adsorbés sur l'émetteur et l'ionisation se produit uniquement à la surface. LANGMUIR a montré qu'elle se

produit si le potentiel d'extraction de l'émetteur est supérieur au potentiel d'ionisation de l'atome de césium [4]. Le taux d'ionisation est donné par la loi de SAHA-LANGMUIR :

$$\beta = \frac{\nu_i}{\mu_a} = \frac{1}{1 + 2 \exp \left(\frac{V_i - \phi}{kT} \right)}$$

β : taux d'ionisation
 ν_i : nombre d'ions évaporés par unité de temps et de surface
 μ_a : nombre d'atomes incidents par unité de temps et de surface
 V_i : potentiel d'ionisation du gaz
 ϕ : potentiel d'extraction du métal.

La charge d'espace est théoriquement neutralisée, et la caractéristique courant-tension a l'allure classique représentée sur la figure (3).

On distingue trois cas [5] :

- a) basse impédance : tous les électrons émis ont une énergie suffisante pour arriver sur le collecteur. Quelle que soit la valeur de la résistance de charge, on recueille le courant de saturation de l'émetteur. On observe donc un palier le long de la caractéristique $I(V)$.
- b) charge adaptée : c'est le cas limite où tous les électrons émis arrivent sur le collecteur. C'est l'optimum de puissance électrique dans la résistance de charge.
- c) haute impédance : les électrons émis rencontrent une barrière de potentiel supérieure à celle de l'émetteur. On ne recueille donc sur le collecteur que les électrons dont l'énergie est suffisante pour franchir cette barrière.

Remarque :

Pour réduire l'évaporation des émetteurs (métaux réfractaires) et assurer ainsi une bonne durée de vie, il est nécessaire de ne pas dépasser une température de l'ordre de 2000 °K. En régime "Basse Pression", le convertisseur à césium ne donne alors que des densités de courant bien inférieures à 1 amp/cm². Pour augmenter ces densités de courant, on accroît la pression de césium.

B - Régime "Haute Pression" [6] :

La pression de césium étant plus importante (1 torr), les collisions ne sont plus négligeables et engendrent des pertes dans le plasma. Afin de limiter ces pertes, il convient de réduire l'espace interélectrode qui devient paramètre critique. Le nombre d'atomes adsorbés à la surface de l'émetteur est important et l'ionisation n'a plus lieu uniquement en

surface. Elle s'effectue également en volume sous l'influence des collisions et du rayonnement électromagnétique de l'émetteur : c'est le phénomène encore mal connu du régime d'arc (Ball of fire).

Les atomes de césium adsorbés en surface diminuent le potentiel d'extraction de l'émetteur : ceci favorise l'émission électronique mais réduit la valeur de la tension utilisable. Il existe donc une pression de césium optimum.

De même, le recouvrement en césium du collecteur diminue son potentiel d'extraction : ceci est favorable, puisque la tension aux bornes du convertisseur est accrue. Il faut toutefois que le courant réemis soit négligeable. L'étude du rendement (paragraphe suivant) montre qu'il existe une température optimum du collecteur.

L'expérience prouve qu'en régime "Haute Pression", la charge d'espace n'est jamais complètement neutralisée; mais la densité de courant et la puissance électrique débitées sont fortement accrues. La caractéristique courant-tension a l'allure indiquée sur le graphique (3).

Remarque :

On développe maintenant des convertisseurs à deux alcalins. Ceci permet de différencier les deux fonctions : neutralisation de la charge d'espace et abaissement du travail de sortie de l'émetteur, [7] [8] .

2°) Rendement théorique sans pertes [5]

Il est généralement défini par la relation :

$$\eta = \frac{\text{puissance électrique débitée}}{\text{puissance électrique fournie par l'émetteur}}$$

soit :

$$\eta = \frac{(J_e - J_c) \phi_e - \phi_c}{(J_e - J_c) \phi_e} = 1 - \phi_c / \phi_e$$

avec :

J_e, J_c : courants émis par l'émetteur, par le collecteur

ϕ_e, ϕ_c : potentiels de sortie de l'émetteur, du collecteur.

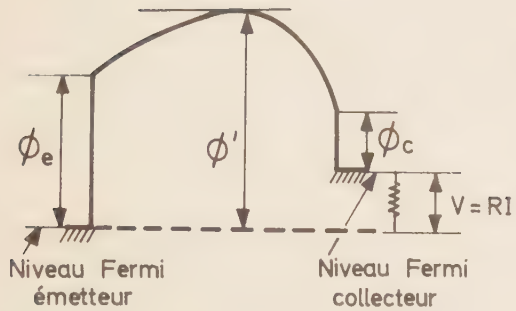


Fig.1 - Diagramme de potentiel diode à vide

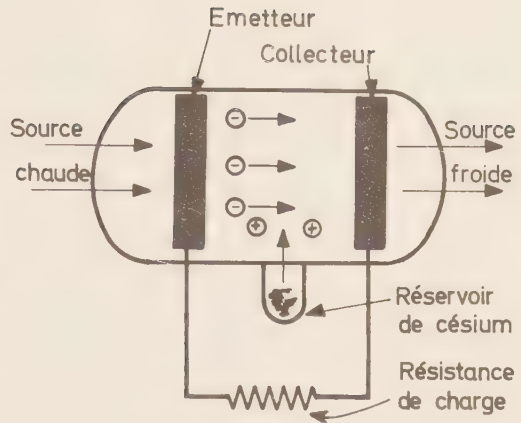


Fig.2 - Constitution du convertisseur thermoionique

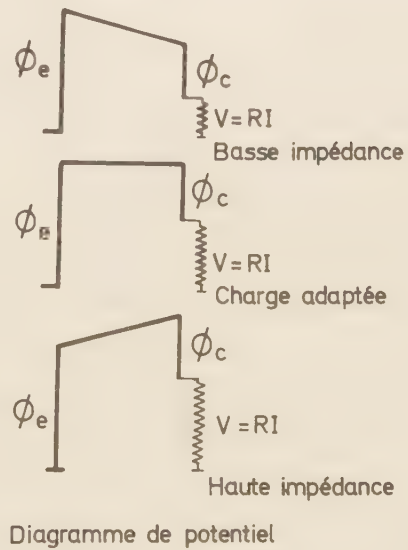
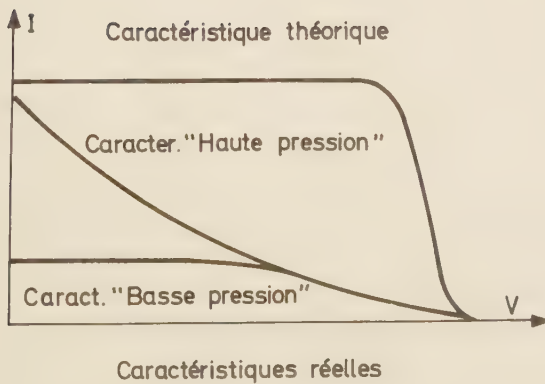
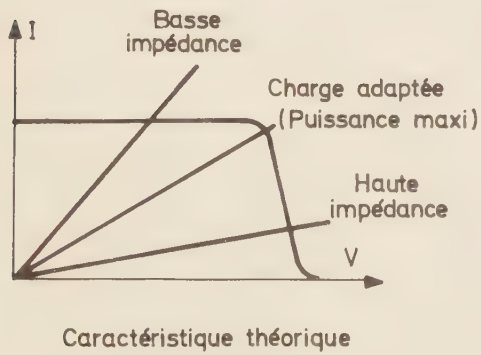


Fig. 3 -

ce rendement est maximum s'il est égal au rendement de Carnot :

$$\eta = 1 - T_c/T_e$$

les conditions optimales sont donc obtenues pour :

$$\phi_c/T_c = \phi_e/T_e$$

Cette relation lie les températures de l'émetteur et du collecteur à la valeur de barrière de potentiel en présence de césium. Avec les matériaux utilisés, les températures optimales sont $T_e \approx 2\,000\text{ }^\circ\text{K}$ et $T_c \approx 1\,000\text{ }^\circ\text{K}$. Le rendement théorique est alors voisin de 50 %.

3°) Rendement réel avec pertes [5]

Aux notions précédentes, il convient d'ajouter celles de pertes thermiques du convertisseur. Ce sont principalement (par cm^2 de surface d'émetteur) :

- les pertes par rayonnement électromagnétique de l'émetteur : $P_{\text{ray}} = \sigma \epsilon (T_e^4 - T_c^4)$
- les pertes par conduction dans la connexion d'émetteur et par conduction gazeuse dans l'espace interélectrode : $P_{\text{cond}} = \beta (T_e - T_c)$
 β étant un facteur de proportionnalité.
- les pertes dues aux chocs et à l'ionisation du plasma, elles provoquent une chute de tension V_d : $P_{\text{plasma}} = (J_e - J_c) V_d$
- les pertes par effet Joule dans les connexions qui ont une résistance R_c . Elles diminuent de V_R la tension utile du convertisseur : $P_{\text{Joule}} = V_R (J_e - J_c)$
 $= R_c (J_e - J_c)^2$
- l'énergie cinétique moyenne des électrons émis : $P_{\text{cinét.}} = \frac{2 kT_e}{e} (J_e - J_c)$

L'expression du rendement devient :

$$\eta = \frac{\text{Puissance électrique débitée}}{\text{Puissance thermique injectée}}$$

Les études de rendement avec pertes montrent que l'on peut espérer atteindre un rendement pratique de 30%.

Remarque fondamentale

L'expression du rendement écrite précédemment relie implicitement les quatre grandeurs suivantes : puissance thermique injectée, résistance de charge, température du réservoir de césium et coefficient d'échange du circuit de refroidissement associé au collecteur. Ce sont les quatre paramètres indépendants qui définissent le convertisseur.

I. III - LE CONVERTISSEUR A CHAUFFAGE NUCLEAIRE

L'énergie nécessaire au fonctionnement du convertisseur peut être fournie par la réaction exothermique de fission nucléaire.

1°) Description

Il existe actuellement deux grandes conceptions de l'ensemble réacteur-convertisseur :

a) Réacteur classique entouré de convertisseurs.

La chaleur serait véhiculée du coeur du réacteur aux convertisseurs par "heat pipes" baptisés "caloducs" en France : "Ce système est basé sur le principe d'évaporation et de condensation des métaux liquides et du refoulement du condensat par les forces capillaires". Il présente l'avantage de séparer les problèmes nucléaires des problèmes propres au convertisseur d'énergie (comme c'est le cas dans les centrales nucléaires actuelles). De plus, il peut fonctionner sans pompe dans un espace sans gravité [9] (fig. 4).

b) Convertisseurs intégrés au réacteur.

Le convertisseur a la constitution suivante (fig. 5) : le combustible nucléaire cylindrique est gainé par l'émetteur, le collecteur lui est coaxial, il est refroidi par un fluide caloporteur circulant à son pourtour; le tout est éventuellement noyé dans un modérateur. Pour augmenter la puissance électrique produite, il est indispensable de coupler les convertisseurs élémentaires en série et parallèle. Ces couplages permettent également d'atteindre la masse critique du combustible. La méthode est très satisfaisante pour l'esprit : on produirait ainsi l'énergie électrique au sein même du réacteur nucléaire. Cela doit conduire aux réacteurs à conversion directe les plus compacts et par conséquent de puissances spécifiques les plus élevées.

De nombreux projets ont été faits, mais aucun n'a encore été concrétisé (si l'on en croit les publications).

Pour l'instant, les essais portent sur des convertisseurs isolés ou sur des ensem-

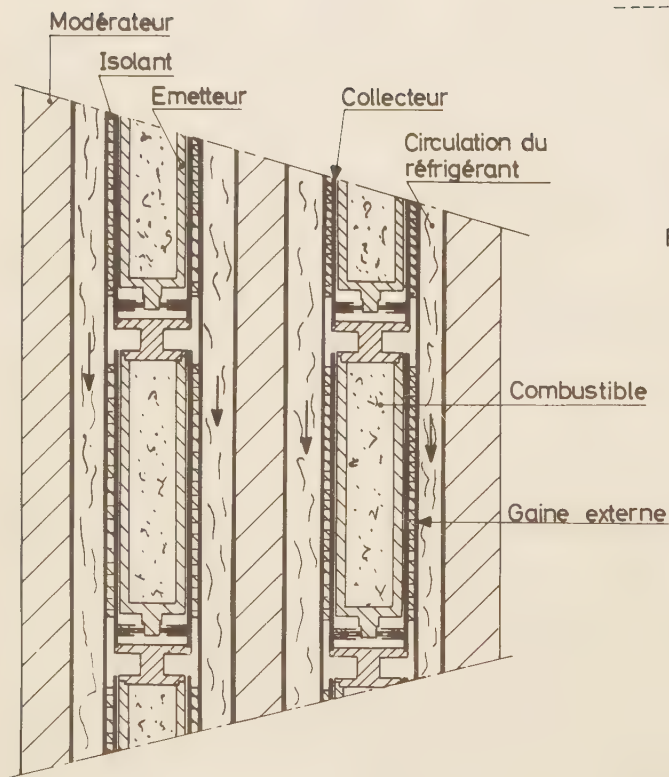


Fig. 5_ Convertisseurs intégrés au réacteur

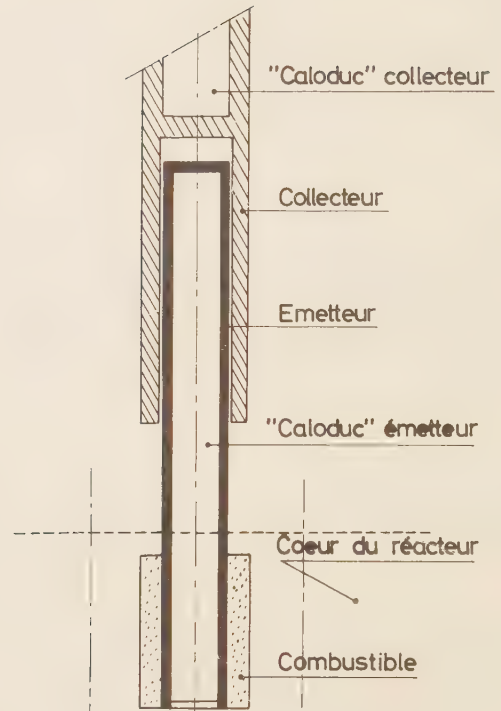


Fig. 4_ Principe élémentaire des convertisseurs à "caloduc"

bles simples comprenant quelques convertisseurs couplés.

2°) Etat des recherches [10]

On distingue deux catégories d'expériences :

a) Expériences en pile : le convertisseur muni de son combustible est effectivement plongé dans le flux neutronique d'un réacteur expérimental.

Le sujet ayant été "classifié" dans certains pays, il est difficile de préciser les derniers résultats obtenus. En 1964, le record de durée de vie en pile dépassait 500 heures; les densités de puissance convertie étaient d'environ 4 watts/cm^2 de cathode [11] . Ces valeurs sont maintenant largement dépassées. Actuellement, les principaux problèmes à résoudre sont ceux relatifs au choix du combustible, à sa compatibilité avec le matériau d'émetteur et au dégagement des produits de fission.

b) Expériences en laboratoire : le convertisseur a la même géométrie que dans le cas précédent. L'émetteur est chauffé par bombardement électronique.

Il est évidemment plus simple d'effectuer les expériences dans une cloche à vide que sous irradiation. Cette méthode permet de résoudre les problèmes qui ne sont pas spécifiquement nucléaires : problèmes technologiques et performances électriques.

Il est courant d'obtenir en laboratoire des densités de puissance de 5 à 6 watts/ cm^2 avec un rendement supérieur à 12 % et une durée de vie de plusieurs milliers d'heures. Pour améliorer simultanément ces trois quantités (puissance électrique, rendement, durée de vie), il convient de résoudre des problèmes tels que ceux posés par la tenue des matériaux aux températures élevées, leur corrosion en atmosphère de césium, l'inhomogénéité cristalline de l'émetteur, l'abaissement de potentiel de sortie du collecteur.

I.IV - BUT DE L'ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES

Il est bien évident que la conception d'un réacteur thermoionique pose de nombreux problèmes. Il est en particulier nécessaire d'envisager son contrôle et sa régulation.

Rappelons que l'échange thermique entre le combustible et le fluide caloporteur d'un réacteur classique s'effectue généralement par conduction. C'est-à-dire que la température des différents éléments n'est liée qu'à la puissance thermique produite par la réaction de fission et à la vitesse du fluide caloporteur.

Dans un réacteur thermoionique, le transfert d'énergie est plus compliqué. En effet, une partie de la puissance est transformée en électricité, le reste est transmis au fluide

de caloporteur par conduction, par rayonnement et par refroidissement électronique. L'importance relative de chacun de ces termes est liée aux quatre variables indépendantes qui définissent le convertisseur (paragraphe I. II. 5) (Puissance thermique injectée, résistance électrique du circuit d'utilisation, température du réservoir de césium et coefficient d'échange du circuit de refroidissement associé au collecteur.

Les caractéristiques statiques d'un convertisseur thermoionique représentent l'état d'équilibre permanent entre ces quatre variables indépendantes. Toute perturbation sur l'une de ces grandeurs entraîne une modification générale de l'équilibre et conduit à un nouveau régime de fonctionnement. Les différents matériaux constituant le convertisseur ayant une inertie thermique, ce nouveau régime s'établit suivant une loi dépendant du temps.

Pour envisager le contrôle et la régulation du réacteur, il est donc nécessaire de connaître ces lois de variation. La cinétique des réacteurs n'ayant encore été l'objet d'aucune autre étude, le but poursuivi dans ce présent travail est de fournir une description qualitative des phénomènes et de préciser les ordres de grandeur des constantes de temps des principaux régimes transitoires d'un convertisseur isolé à chauffage nucléaire. Cette étude conduit à la définition d'un modèle mathématique simplifié de convertisseur. Ce modèle convient à l'étude de n convertisseurs liés par des couplages électriques et thermiques quelconques. Il pourra donc être ultérieurement utilisé pour l'étude du contrôle et de la régulation d'un réacteur thermoionique.

I. V - PLAN DE L'ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES

On étudie au chapitre II le comportement en régime permanent d'un convertisseur de laboratoire. On relève les caractéristiques statiques : ce sont les courbes mettant en évidence l'influence des quatre paramètres indépendants définis précédemment sur la valeur du courant électrique produit et sur la température des différents points du convertisseur.

On examine ensuite la réponse en régime dynamique de ce convertisseur de laboratoire et plus spécialement celle de la température de l'émetteur dont l'influence est prépondérante.

L'étude, théorique et expérimentale, porte sur les réponses transitoires :

- A l'ouverture du circuit électrique (chapitre III) et aux variations de la résistance de charge (chapitre IV) (Ce sont des perturbations localisées sur la face externe de l'émetteur).
- Aux variations de la puissance thermique injectée sur le convertisseur (chapitre V) (Perturbations localisées sur la face interne de l'émetteur).

L'émetteur étant d'épaisseur faible (2 mm), on montre que la réponse du convertisseur est, en première approximation, identique quelle que soit l'origine de la perturbation. On déduit de l'étude des régimes transitoires une critique des méthodes de relevés de caractéristiques statiques.

On trouvera, cité en annexe, (chapitre VI) l'étude effectuée avec un calculateur analogique des régimes transitoires d'un convertisseur à chauffage nucléaire, de géométrie identique à celui de laboratoire. Les caractéristiques statiques utilisées sont donc celles relevées au chapitre II.

Guidé par l'étude précédente, on définit un modèle mathématique, et son adaptation analogique. La comparaison des résultats obtenus, permet de montrer l'influence particulière du combustible nucléaire sur les régimes transitoires du convertisseur.

CHAPITRE II

RELEVES STATIQUES

II. I - DESCRIPTION DES CONVERTISSEURS UTILISES :

- 1°) Caractéristiques géométriques
- 2°) Matériaux constituant les convertisseurs
- 3°) Refroidissement du convertisseur.

II. II - BANC D'ESSAIS POUR CONVERTISSEURS THERMOIONIQUES.

II. III - CHAUFFAGE ET TEMPERATURE DE L'EMETTEUR :

- 1°) Bombardement électronique
- 2°) Emballément thermique
- 3°) Alimentations régulées
- 4°) Uniformité de la température d'émetteur
- 5°) Mesure de la température d'émetteur.

II. IV - CIRCUIT ELECTRIQUE DE CHARGE

II. V - CARACTERISTIQUES STATIQUES :

- 1°) Relevé expérimental des caractéristiques courant débité-tension $I = f(v)$ à puissance de bombardement constante
- 2°) Caractéristiques courant électrique débité-tension $I = f(v)$ à puissance totale injectée constante.
- 3°) Caractéristiques courant débité-tension $I = f(v)$, à température constante
- 4°) Puissance électrique utile en fonction de la tension aux bornes du convertisseur, $P = f(v)$
- 5°) "Réseau complet"
- 6°) Influence de la température du réservoir de césium
- 7°) Influence de la température du collecteur
- 8°) Calcul du refroidissement de l'émetteur
- 9°) Conclusions et applications à la suite de l'étude.

CHAPITRE II

RELEVES STATIQUES

II.1 - DESCRIPTION DES CONVERTISSEURS UTILISES [12]

La partie expérimentale de la présente étude a été principalement effectuée avec deux convertisseurs identiques construits par la C.S.F. au titre d'un contrat C.E.A. La durée de fonctionnement effectif de ces convertisseurs a été de 300 heures pour le premier et de 2 000 heures pour le second.

La géométrie et les matériaux de ces convertisseurs ont été choisis en vue d'une application nucléaire. Leur constitution est représentée sur le plan et la photographie des figures (6) et (7).

1°) Caractéristiques géométriques

Ces convertisseurs ont une géométrie cylindrique de révolution. Les dimensions essentielles sont les suivantes :

diamètre intérieur de l'émetteur	12 mm
diamètre extérieur de l'émetteur	16 mm
longueur de l'émetteur	40 mm
surface cylindrique émettrice	20 cm ²
diamètre extérieur du collecteur	21,3 mm
diamètre intérieur du collecteur	16,4 mm
espacement interélectrode	0,2 mm
longueur de la connexion d'émetteur	62 mm
épaisseur de la connexion d'émetteur	1 mm

2°) Matériaux constituant les convertisseurs

a) Emetteur :

L'émetteur est constitué d'un support tubulaire en molybdène de 1,95 mm d'épaisseur; la chute de tension dans l'émetteur est d'environ 17 m volts pour un courant électrique de 200 ampères.

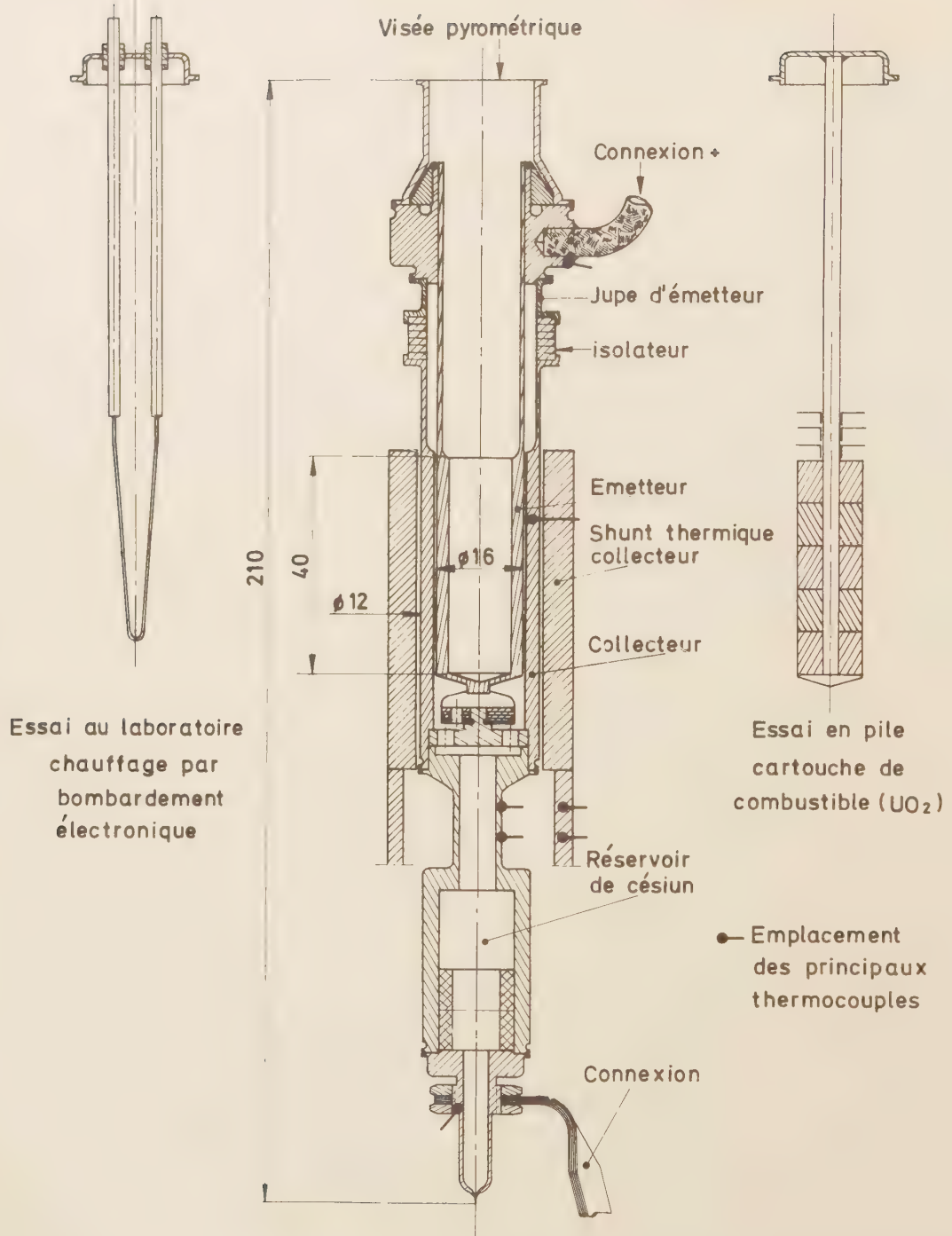


Fig. 6- Schéma de principe d'un convertisseur thermoionique

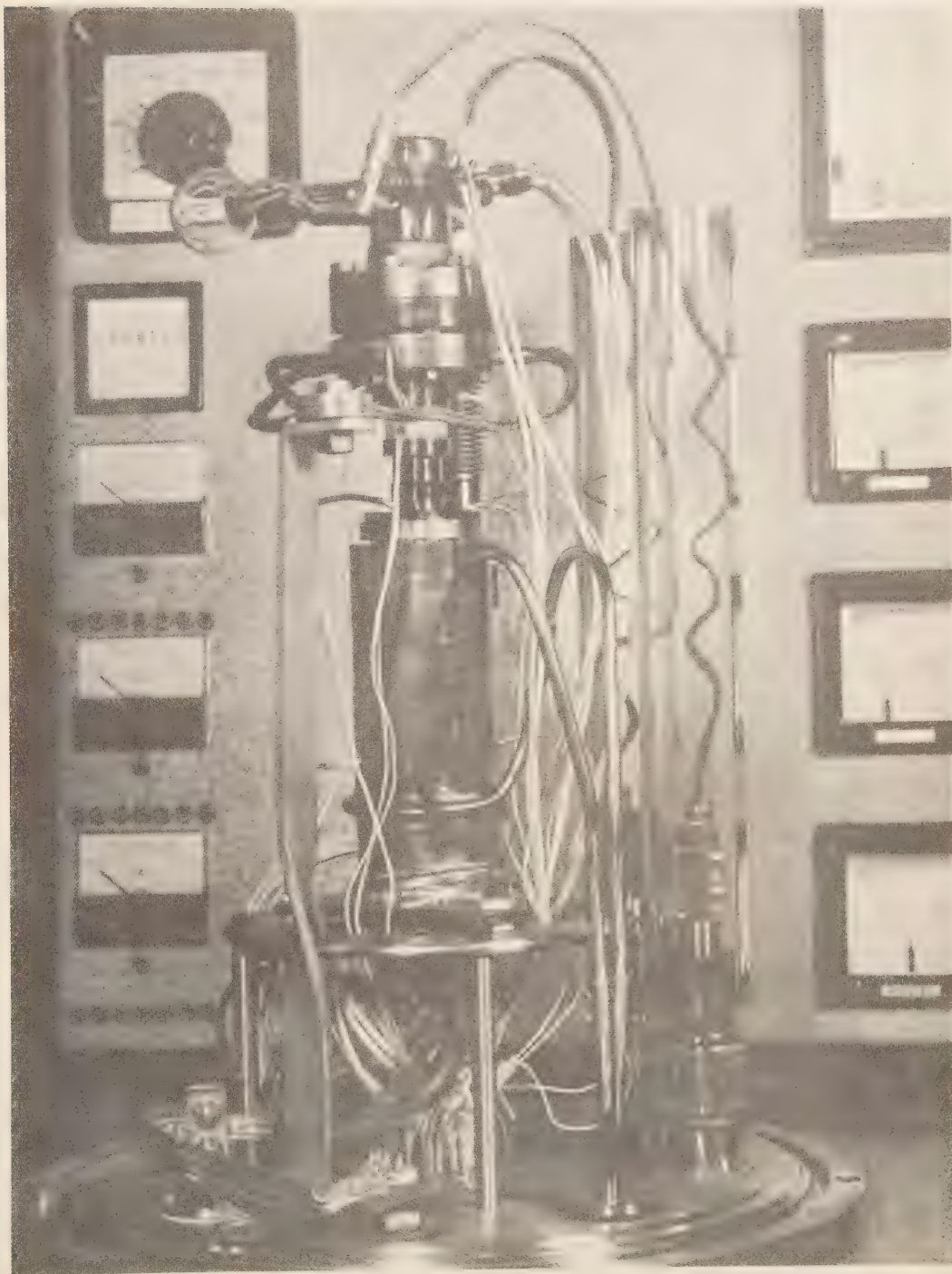


FIG. 7

CONVERTISSEUR THERMOIONIQUE INDUSTRIEL

Le molybdène est un métal réfractaire plus facilement usinable que le tungstène. Il a une faible résistance électrique et une tenue aux températures élevées relativement bonne. Sa section de capture des neutrons est faible, $\sigma_a = 2,7$ barns. Il a de plus, la meilleure compatibilité avec le combustible nucléaire utilisé par le C.E.A. pour ses expériences de conversion en pile (bioxyde d'uranium UO_2).

Les performances thermoioniques du tungstène sont supérieures à celles du molybdène. Afin d'améliorer la densité de puissance électrique produite, l'émetteur est donc recouvert d'un dépôt de tungstène de 50μ d'épaisseur.

La jupe qui assure la liaison émetteur-collecteur est en niobium pour les raisons technologiques expliquées au paragraphe suivant.

b) Collecteur :

Le niobium a des propriétés électriques et nucléaires acceptables. C'est le métal s'adaptant le mieux aux scellements avec la céramique d'isolement. Malgré sa mauvaise tenue mécanique, il a pu être choisi comme matériau de collecteur puisque sa température de fonctionnement est plus faible que celle de l'émetteur.

Afin d'éviter une modification, au cours du temps, des performances électriques du convertisseur par évaporation du métal d'émetteur, le collecteur a été recouvert intérieurement d'une mince couche de tungstène (10μ).

c) Isolement entre la jupe d'émetteur et le collecteur :

L'isolant est une alumine très pure du type Lucalox. La tenue mécanique du convertisseur et l'étanchéité sont assurées par un scellement métal-céramique sur le collecteur d'une part et sur la jupe d'émetteur d'autre part.

d) Réservoir de césium :

Il est également en niobium. Il est utilisé comme connexion électrique du convertisseur.

e) Canon à électrons :

Le filament émetteur en forme d'épingle à cheveux, est monté sur un support verre-Kovar raccordé à une bride démontable. Celle-ci s'adapte sur la base de l'émetteur. La structure en verre permet d'effectuer la visée pyrométrique d'une petite cavité pratiquée dans l'émetteur.

3°) Refroidissement du convertisseur

La base de l'émetteur est reliée par trois tresses de cuivre à un point froid où le flux thermique est évacué par circulation d'eau. Ces tresses assurent également la liaison électrique du convertisseur à sa résistance de charge et le retour du courant de bombardement électronique.

Le collecteur est serré dans un shunt de refroidissement en niobium relié au point froid par l'intermédiaire d'un pont thermique. Une feuille de mica placée entre le collecteur et son shunt permet l'isolement électrique et un contact thermique acceptable.

Le réservoir de césium est muni d'une résistance chauffante nécessaire à la régulation de sa température.

Des thermocouples indiquent la température des différentes parties du convertisseur et permettent de déterminer les flux thermiques d'émetteur, de collecteur et de réservoir de césium; leurs emplacements sont portés sur le plan de la figure (6).

La mesure de la température d'émetteur est l'objet du paragraphe II.III.

II.II - BANC D'ESSAIS POUR CONVERTISSEURS THERMOIONIQUES

Le convertisseur à étudier est placé sur un banc d'essais reproduit sur la fig.(8).

En voici une description sommaire :

Chaque banc comporte deux postes d'essais. Cette disposition permet de grouper certains organes.

Le circuit de pompage est formé d'une pompe primaire à palettes, d'une pompe secondaire à vapeur d'huile et de deux pompes ioniques à titane.

Le convertisseur est placé sous une cloche à vide secondaire. Cette enceinte peut éventuellement être remplie d'Argon.

Le canon à électrons est branché en permanence sur la pompe titane. Le bloc d'alimentation de bombardement est régulé en courant, il sera l'objet d'une description plus détaillée au paragraphe "chauffage et température d'émetteur (paragraphe II.III).

Des appareils enregistreurs permettent de connaître la valeur de toutes les grandeurs caractérisant le convertisseur. L'enregistrement est permanent ou épisodique, pour les études de durée.



FIG. 8

BANC D'ESSAIS POUR CONVERTISSEUR THERMOIONIQUE

Les températures du collecteur et du réservoir de césium peuvent être régulées par deux résistances chauffantes associées à des régulateurs galvanométriques.

Le refroidissement s'effectue par une circulation d'eau. Des organes de sécurité permettent une étude de longue durée sans surveillance.

II. III - CHAUFFAGE ET TEMPERATURE DE L'EMETTEUR

1°) Bombardement électronique

L'émetteur d'un convertisseur est constitué par un cylindre creux de métal réfractaire. En laboratoire il est chauffé par bombardement électronique. A cet effet, un filament de tungstène est placé à l'intérieur du cylindre. Ce filament est porté, par effet Joule, à une température telle qu'il y ait émission électronique. Une haute tension, appliquée entre le filament et l'émetteur accélère les électrons émis qui viennent bombarder ce dernier (fig. (9).

La puissance thermique reçue par l'émetteur se compose donc de deux termes :

a) Puissance rayonnée par le filament : $P_{\text{ray}} \neq \sigma S \epsilon (T_f^4 - T_e^4)$

b) Puissance de bombardement : $P_b \neq I_b \cdot V_b$

Remarque :

Les pertes par conduction dans les connexions du filament sont, en première approximation, négligeables. La puissance thermique reçue par l'émetteur est donc la somme de la puissance de chauffage et de la puissance de bombardement. Cette approximation entraîne une erreur systématique inférieure à 1 %.

$$P_{\text{ray}} \neq V_{\text{ch}} \cdot I_{\text{ch}}$$

Notations :

V_{ch} : tension de chauffage

I_{ch} : courant de chauffage du filament

σ : constante de Stefan-Boltzmann

S : surface du filament

ϵ : émissivité composée filament-émetteur

T_f, T_e : température du filament, de l'émetteur (degrés Kelvin)

I_b : courant de bombardement émis par le filament
 V_b : différence de potentiel d'accélération des électrons.

2°) Emballement thermique

L'émetteur constitue un four et réagit fortement sur le filament. Si l'on maintient la puissance de chauffage et la différence de potentiel d'accélération constantes, le courant de bombardement est instable; si pour une raison quelconque, la température d'émetteur augmente, l'échange d'énergie par rayonnement entre le filament et l'émetteur est moins important; il en résulte une élévation de la température du filament donc un accroissement de l'émission électronique, ce qui engendre un accroissement de la température d'émetteur. On observe donc un phénomène d'emballement thermique. Celui-ci est d'autant plus accentué que l'écart de température entre le filament et l'émetteur est faible.

Graphiquement cela se traduit par une caractéristique courant émis en fonction de la puissance de chauffage du filament; $I_b = f(P_{ch})$ représentée sur la figure (10).

3°) Alimentations régulées

Pour éviter cet emballement thermique, nous avons été amenés à concevoir des alimentations de bombardement régulées en courant.

Le principe en est le suivant, fig. (11) :

Un amplificateur magnétique est placé dans le circuit de chauffage du filament. Son enroulement de commande est parcouru par un courant électrique proportionnel à l'écart entre le courant de bombardement et une référence. Ainsi, toute modification du courant de bombardement provoque une variation du courant de chauffage qui tend à ramener ce premier à sa valeur initiale.

Les oscillations de ce système de régulation ont été supprimées en dotant l'amplificateur magnétique d'un enroulement auxiliaire fermé sur une self. La stabilité est assurée à 1 %.

Ces alimentations sont munies d'organes de sécurité et de dispositifs de démarrage progressif. Un rhéostat motorisé, placé dans le circuit de commande de l'amplificateur magnétique, permet de réguler la température de l'émetteur à partir des indications fournies par un thermocouple ou par un pyromètre à cellule photoélectrique. Il permet également d'imposer un programme déterminé de variations de puissance à fréquences faibles (inférieures à quelques dixièmes de Hertz).

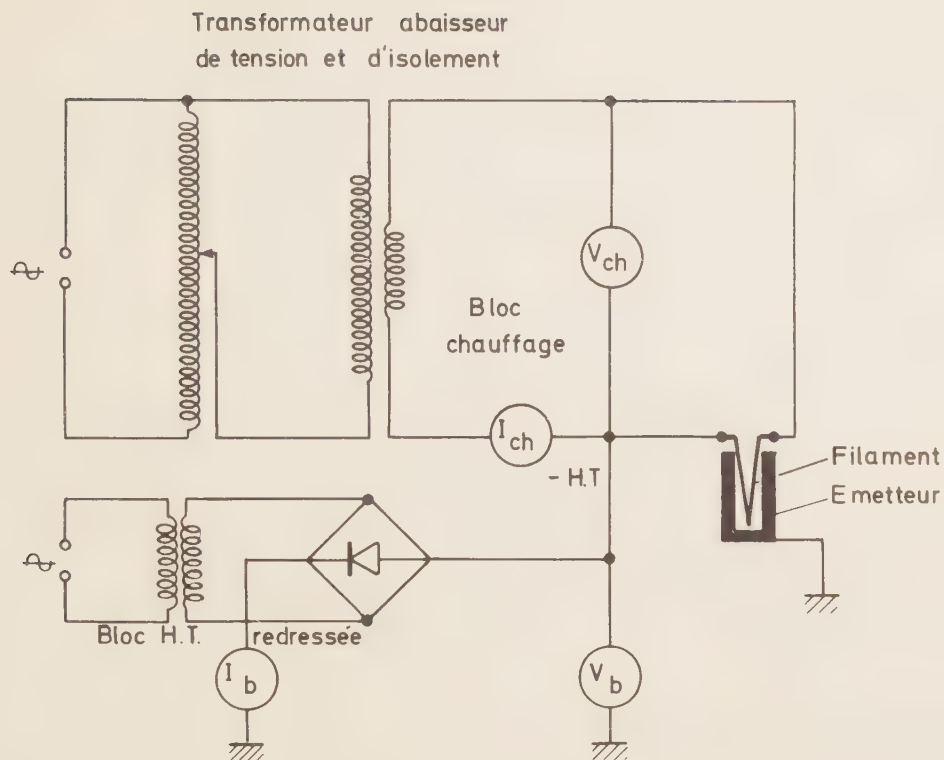


Fig. 9.- Principe du bombardement électronique

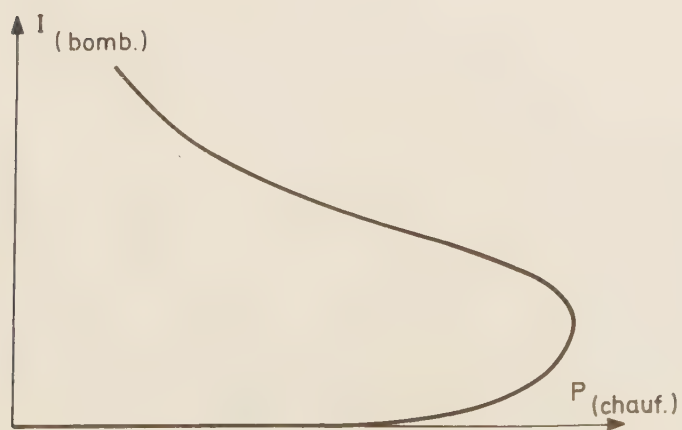


Fig. 10 - Emballement thermique

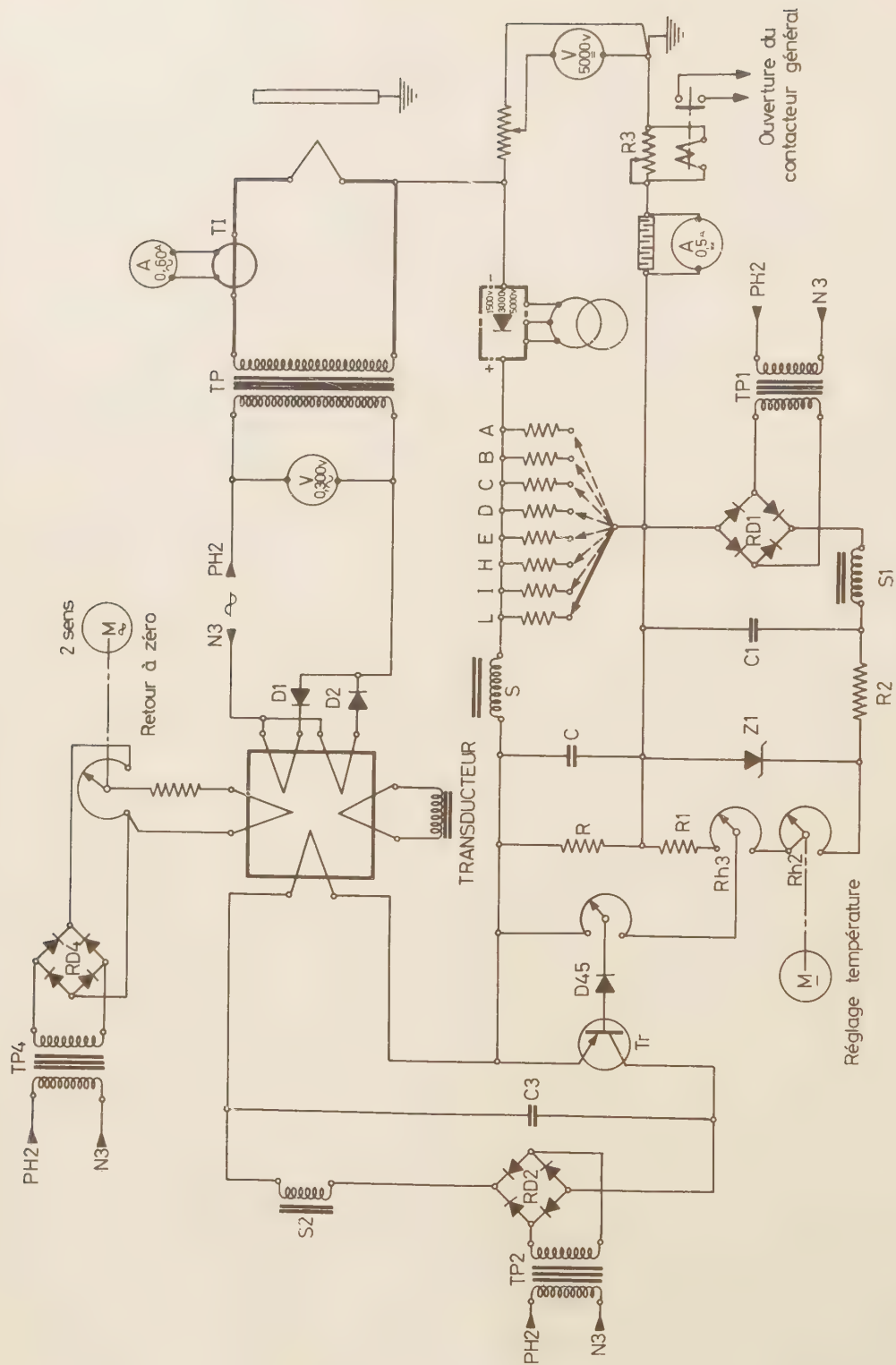


Fig 11. Schéma de principe des alimentations de bombardement réglées

Un autre type d'alimentations également régulées en courant de bombardement a été construit. La tension de chauffage appliquée sur le filament est en créneaux. La régulation agit sur la largeur des signaux. Une entrée extérieure permet d'effectuer des variations souples de puissance. Plus complexes que les précédentes, ces alimentations ont des possibilités plus étendues. Elles sont néanmoins plus fragiles et plus délicates à manier. Bien adaptées à des mesures fines, elles ne conviennent pas pour des essais de longue durée.

4°) Uniformité de température d'émetteur

Dans le fonctionnement d'un convertisseur, la température d'émetteur est un paramètre critique, (fig. 15). Sa connaissance précise est donc essentielle. Or, on ne peut parler de "température d'émetteur" que si le mode de chauffage en assure l'homogénéité. A cause de la dissymétrie axiale des convertisseurs industriels, des effets de bout non négligeables se manifestent et l'expérience prouve que l'uniformité de température est difficile à réaliser.

La puissance thermique injectée arrive, en effet, sur trois zones distinctes de l'émetteur, fig. (12) :

- La partie (b) est celle qui émet le courant converti. C'est donc la partie utile dont la température caractérise l'émission. La puissance thermique fournie à cette portion d'émetteur est dissipée à la surface extérieure par rayonnement, par conduction gazeuse et par refroidissement électronique. Notons que si l'on suppose les températures identiques en tous les points de cette partie (b), les pertes par conduction vers la partie (a) sont nulles. (Ce n'est malheureusement presque jamais vrai).
- La partie (c) est uniquement refroidie par rayonnement, et par conduction gazeuse.
- La partie (a) est également refroidie par rayonnement et par conduction gazeuse. De plus, il existe forcément un gradient de température le long de la connexion d'émetteur, les pertes par conduction de l'émetteur vers la connexion sont donc théoriquement localisées dans cette partie (a).

Les puissances thermiques injectées sur chacune de ces trois parties sont toujours proportionnelles. Le facteur de proportionnalité est imposé par la forme du filament. Mais l'importance relative des pertes dépend de la valeur du refroidissement électronique. Il est donc impossible de réaliser l'homogénéité de température de l'émetteur pour tous les points de fonctionnement du convertisseur. Le mieux que l'on puisse faire, est de donner au filament une forme telle que l'homogénéité soit assurée au point nominal de fonctionnement : courbe (1) de la figure (13). Si le refroidissement électronique devient plus important, la répartition de température prend l'allure de la courbe (2); dans le cas contraire, elle est représentée par la courbe (3).

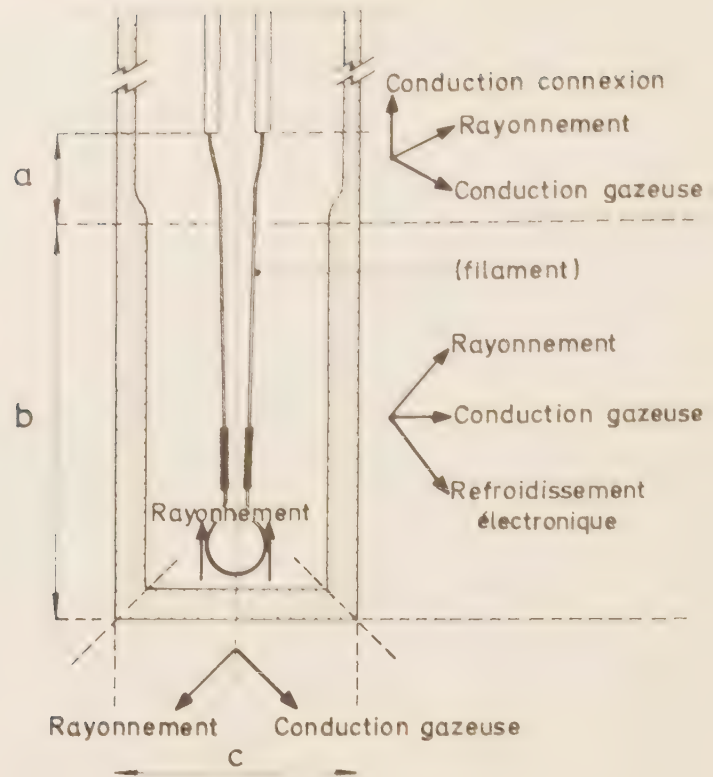


Fig. 12_ Modes de refroidissement de l'émetteur

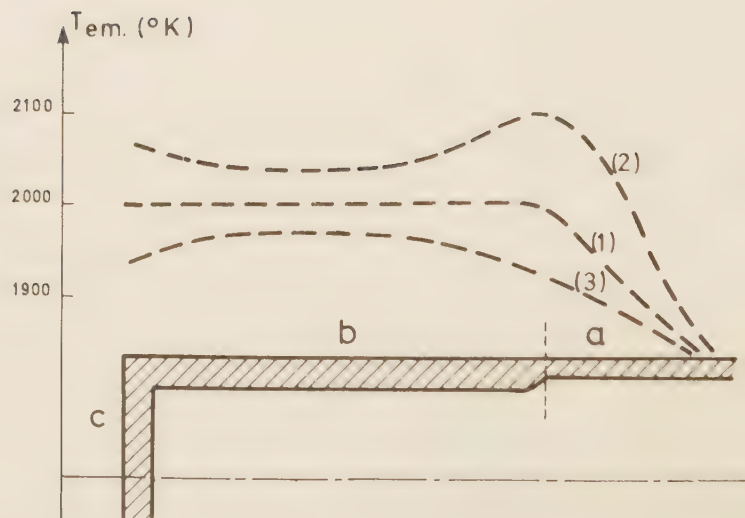


Fig. 13_ Répartitions de température sur l'émetteur

Remarque :

Dans le cas le plus favorable, l'expérience prouve qu'à 2 000 °K, il est difficile d'assurer à mieux de 40° l'uniformité de température le long de l'émetteur.

Par contre, l'homogénéité de température de révolution est toujours réalisée.

5°) Mesure de la température d'émetteur

Deux méthodes de mesures directes sont généralement utilisées. La première consiste à placer des thermocouples au contact de l'émetteur. Ils peuvent être placés dans l'enceinte de bombardement; leur voisinage avec la haute tension est une source d'ennuis. Ils pourraient également être placés dans l'espace interélectrode, il conviendrait alors de les isoler électriquement du collecteur.

La seconde méthode consiste à pyrométrer un point de l'émetteur ou, ce qui est préférable, une cavité pratiquée dans ce dernier. Il est alors nécessaire de prévoir une fenêtre transparente pour effectuer les visées. Cette fenêtre est vite obscurcie par un dépôt métallique qui oblige à corriger les mesures de façon incertaine.

Dans les deux cas, l'inhomogénéité de température de l'émetteur limite fortement la précision des lectures. Nous proposons une troisième méthode qui fournit la température moyenne de l'émetteur. En outre, cette méthode a l'avantage de ne nécessiter ni thermocouple, ni fenêtre de visée pyrométrique. Elle est une application indirecte de l'effet de four de l'émetteur.

Rappelons qu'en première approximation, la valeur du courant de bombardement I_b ne dépend que de la température T_f du filament. Celui-ci chauffé par effet Joule, est principalement refroidi par un rayonnement proportionnel à l'écart $T_f^4 - T_e^4$. La puissance de chauffage P_{ch} nécessaire pour obtenir la température T_f relative à l'émission I_b est donc directement liée à la température d'émetteur T_e .

C'est-à-dire qu'à tout couple de valeurs, courant de bombardement émis, puissance de chauffage injectée dans le filament, (I_b, P_{ch}) , correspond une et une seule température d'émetteur. (Quelles que soient les conditions de refroidissement de l'émetteur).

Il revient au même d'écrire qu'à tout couple de valeurs, courant de bombardement, puissance de chauffage, correspond une et une seule température d'émetteur.

Le paragraphe suivant montre qu'il est facile de construire le réseau de courbes $T_e = f(I_{ch})$, en prenant la tension et le courant de bombardement en paramètre.

Remarque :

On peut également dire qu'à tout couple de valeurs de la puissance de chauffage et de la résistance du filament correspond une seule température d'émetteur. Le principe même du bombardement électronique dans un four offre donc un thermomètre à résistance d'un type particulier.

Relevé expérimental du réseau $T_e = f(I_{ch})$:

La fonction $T_e = f(I_{ch})$ étant indépendante du mode de refroidissement de l'émetteur, l'étalonnage est effectué sur un émetteur nu. Celui-ci est chauffé à l'aide d'une alimentation de bombardement électronique non régulée dont la Haute Tension est variable. Les réseaux de la fig. (14) ont été tracés pour une surface utile d'émetteur de 20 cm^2 .

A tension de bombardement V_b constante, on ajuste le courant de chauffage I_{ch} pour obtenir différents courants de bombardement I_b . A chaque point d'équilibre, on mesure au pyromètre optique la température d'émetteur T_e . On obtient ainsi une courbe température d'émetteur en fonction du courant de chauffage, $T_e = f(I_{ch})$; la tension de bombardement, V_b est prise en paramètre.

De ce réseau de courbes, on déduit de façon cohérente le réseau conjugué $T_e = f(I_{ch})$ à courant de bombardement constant.

Il est alors facile de joindre les points à puissance de bombardement constante. On obtient des droites légèrement inclinées. L'inclinaison est due à la variation de la puissance de chauffage. En ajoutant cette dernière à la puissance de bombardement, on obtient des droites horizontales à puissance injectée constante. Ceci permet de vérifier la précision des mesures effectuées et de tracer la courbe $T_e = f(P_{totale})$ température d'émetteur nu en fonction de la puissance totale fournie.

Utilisation du réseau d'étalonnage :

Lorsque le convertisseur thermoionique est en fonctionnement normal à un certain point d'équilibre statique, on lit par exemple, sur l'alimentation de bombardement les valeurs suivantes :

$$I_{ch} = 28,6 \text{ amp.} \qquad I_b = 300 \text{ mA} \qquad V_b = 3\,000 \text{ volts}$$

C'est le point A du réseau.

Connaissant les valeurs I_{ch} et I_b , on en déduit directement que la température d'émetteur est de $1\,840 \text{ }^\circ\text{K}$. On constate qu'avec un émetteur nu, la tension de bombardement était $V_{b1} = 1\,000 \text{ volts}$.

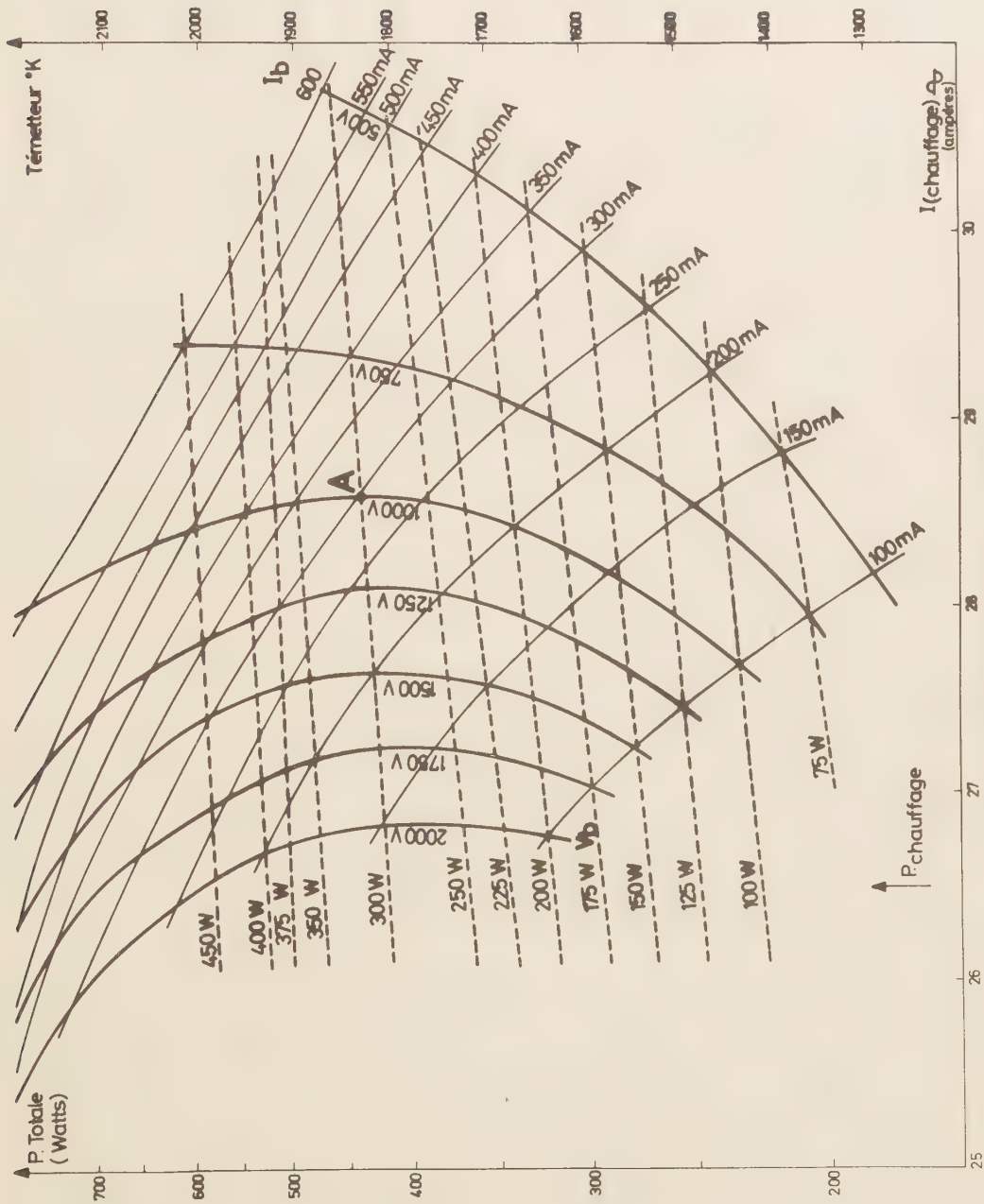


Fig.14 - Etalonnage température - Emetteur

En fonctionnement, elle est $V_{b2} = 3\ 000$ volts. L'excès de puissance de bombardement est donc $\Delta P = (V_{b2} - V_{b1}) I_b = 600$ watts.

C'est en première approximation, la valeur du refroidissement électronique et des pertes par conduction gazeuse dans l'espace interélectrode : soit environ 30 W/cm^2 .

Précision des mesures :

Il est facile de prévoir la forme du filament pour réaliser l'uniformité de température de l'émetteur nu. Ceci permet un relevé correct du réseau d'étalonnage. L'étude comparée des valeurs lues au pyromètre et des valeurs déduites du réseau montre que les écarts sont toujours inférieurs à 1 %.

Lorsque le convertisseur débite un courant, la température de l'émetteur n'est plus uniforme. La méthode permet d'en connaître la valeur moyenne; elle fournit donc des résultats dont la validité est certainement meilleure que celle obtenue par les méthodes classiques.

La précision de la mesure diminue avec le vieillissement du filament. Mais, si celui-ci est calculé pour avoir une durée de vie supérieure à celle du convertisseur, la modification de ses caractéristiques physiques est négligeable.

II. IV - CIRCUIT ELECTRIQUE DE CHARGE

Une tresse métallique de forte section véhicule le courant électrique vers une charge variable constituée par un rhéostat électrolytique. Une génératrice de courant continu (faible tension, forte intensité) est insérée dans le circuit électrique. Ce procédé permet d'imposer, aux bornes du convertisseur, des tensions variables d'une manière continue de - 2 volts à + 2 volts.

La mesure du courant se fait par l'intermédiaire d'un shunt de mesure (200 amp., 100 mvolts) placé dans le circuit d'utilisation. La mesure de la tension s'effectue directement aux bornes du convertisseur.

II. V - CARACTERISTIQUES STATIQUES

Le tracé d'un certain nombre de réseaux de courbes est nécessaire à la connaissance du convertisseur (paragraphe I. IV et I. V). La méthode choisie est celle des relevés statiques : elle permet d'éliminer l'influence des régimes transitoires qui seront étudiés ultérieurement. A cet effet, les relevés sont effectués point par point et l'on prend soin de vérifier la stabilité de toutes les grandeurs avant de faire la mesure (10 minutes environ).

1°) Relevé expérimental des caractéristiques courant débité-tension $I = f(V)$, à puissance de bombardement constante

En modifiant l'excitation de la génératrice (paragraphe II, IV) on impose différentes tensions aux bornes du convertisseur. Ce procédé permet d'explorer entièrement les caractéristiques électriques du court-circuit au circuit ouvert.

A chaque palier, on note les valeurs du courant électrique I débité, de la tension V aux bornes du convertisseur, les valeurs du courant et de la tension de chauffage (I_{ch} , V_{ch}), du courant et de la tension de bombardement (I_b , V_b), les indications données par tous les thermocouples et la lecture du pyromètre.

On relève ainsi les courbes $I = f(V)$ à puissance de bombardement constante ($P_b = \text{constante}$). Ce sont les caractéristiques directement accessibles à l'expérimentateur. En prenant la puissance de bombardement en paramètre, on obtient le réseau de la figure (15).

Remarques :

a) ce réseau est tracé pour une pression de césium voisine de l'optimum ($T_{cs} = 295^\circ\text{C} \pm 1^\circ$).

b) la température du collecteur n'est pas réglée. Donc, à chaque point correspond une température T_c imposée par le fonctionnement du convertisseur et le shunt thermique de refroidissement du collecteur (paragraphe II, V, 7.).

c) la température de l'émetteur évoluant le long d'une même courbe, la puissance de chauffage du filament (P_{ch}) n'est pas constante. Avec le type de filament utilisé les variations de la puissance de chauffage ne sont pas négligeables devant la puissance de bombardement. Elles sont mises en évidence sur le réseau de la figure (16). On y a groupé les courbes $I = f(P_{ch})$ à puissance de bombardement constante et à résistance de charge constante. On remarque que le long d'une courbe à puissance de bombardement constante, la puissance totale injectée varie d'environ 10 %. Il est possible de tenir compte de ces variations et de tracer les courbes $I(V)$ à puissance thermique injectée constante ($P_{totale} = P_b + P_{ch}$).

2°) Caractéristiques courant électrique débité-tension $I(V)$, à puissance totale injectée constante

A partir des points expérimentaux relatifs au paragraphe précédent, on trace le réseau courant débité-puissance totale injectée $I = f(P_{totale})$, à puissance de bombardement constante (fig. 17).

On coupe les courbes à puissance de bombardement constante (fig. 15) par des droites à résistance de charge constante. Les intersections des courbes $I = f(P_{bomb})$ et de

DIODE LABORATOIRE - COURBES EXPERIMENTALES

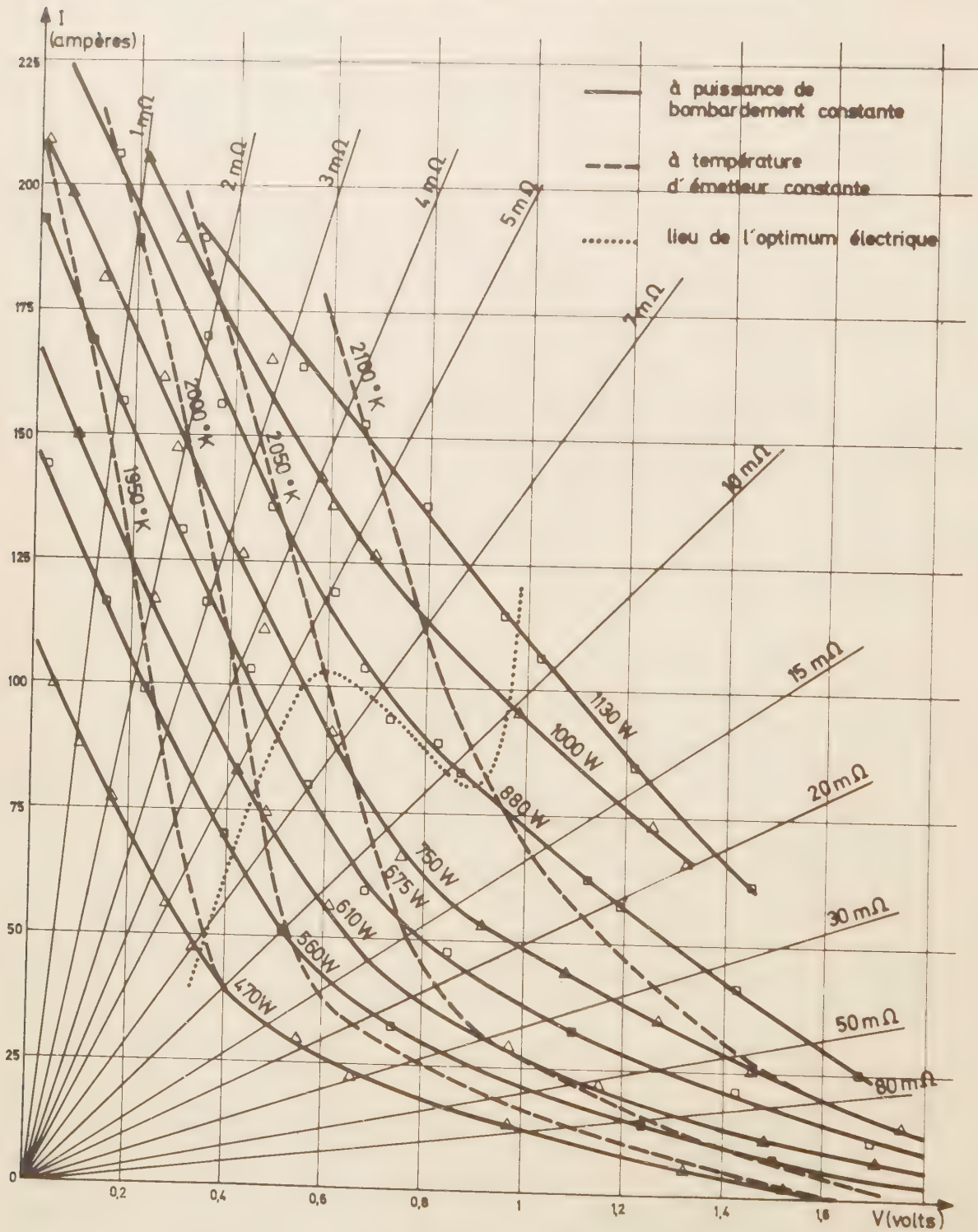


Fig. 15 - Caractéristiques expérimentales $I=f(V)$ $T_{CS} = 295^{\circ}C$

DIODE LABORATOIRE - COURBES EXPERIMENTALES

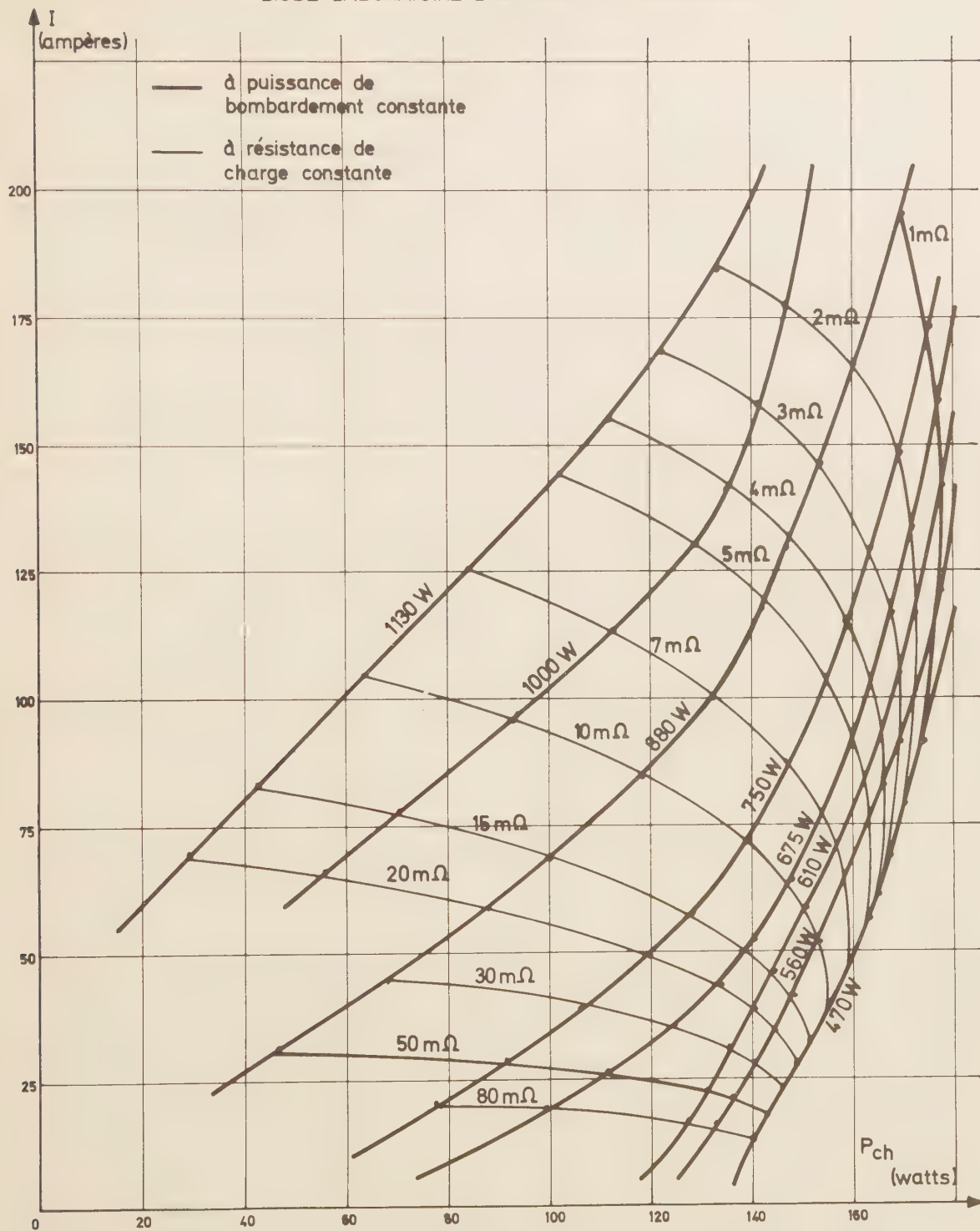


Fig.16 - Courant débité en fonction de la puissance de chauffage

ces droites permettent de construire les courbes $I = f(P_{\text{totale}})$, à résistance de charge constante (fig. 17).

Enfin, en coupant ce dernier réseau par des droites verticales, on obtient le réseau $I = f(V)$ à puissance injectée constante; cette puissance est prise en paramètre (fig. 18).

3°) Caractéristiques courant débité-tension $I = f(V)$, à température d'émetteur constante

A partir des relevés expérimentaux, on construit les courbes courant débité-température d'émetteur $I = f(T_{\text{em}})$ à puissance de bombardement constante, (fig. 19). On en déduit les courbes $I = f(V)$ à température d'émetteur constante. Ce nouveau réseau, placé en pointillés sur les graphiques (15) et (18), est le réseau généralement utilisé dans les études théoriques.

4°) Puissance électrique utile en fonction de la tension aux bornes du convertisseur
 $P = f(V)$

Trois réseaux sont tracés fig. (20). Le premier, à puissance de bombardement constante, est directement construit à partir des points expérimentaux. Les deux derniers, à puissance injectée constante et à température d'émetteur constante, sont déduits des courbes $I(V)$ de la fig. (18).

5°) "Réseau complet"

On est tenté de rassembler sur un même graphique tous les résultats expérimentaux (fig. 21). Chaque point de fonctionnement y est entièrement défini.

Précision des mesures :

Les mesures de température sont effectuées avec une précision de 2%. Les erreurs sur les mesures de la tension et du courant sont principalement dues aux instabilités du convertisseur. L'erreur relative est cependant inférieure à 2 %. La puissance injectée est connue à mieux de 1 %.

Remarque :

Le tracé des courbes expérimentales met en relief l'influence prépondérante de la puissance thermique incidente et de la résistance de charge sur la puissance électrique délivrée par le convertisseur : ce sont les deux paramètres fondamentaux.

DIODE LABORATOIRE - COURBES EXPERIMENTALES

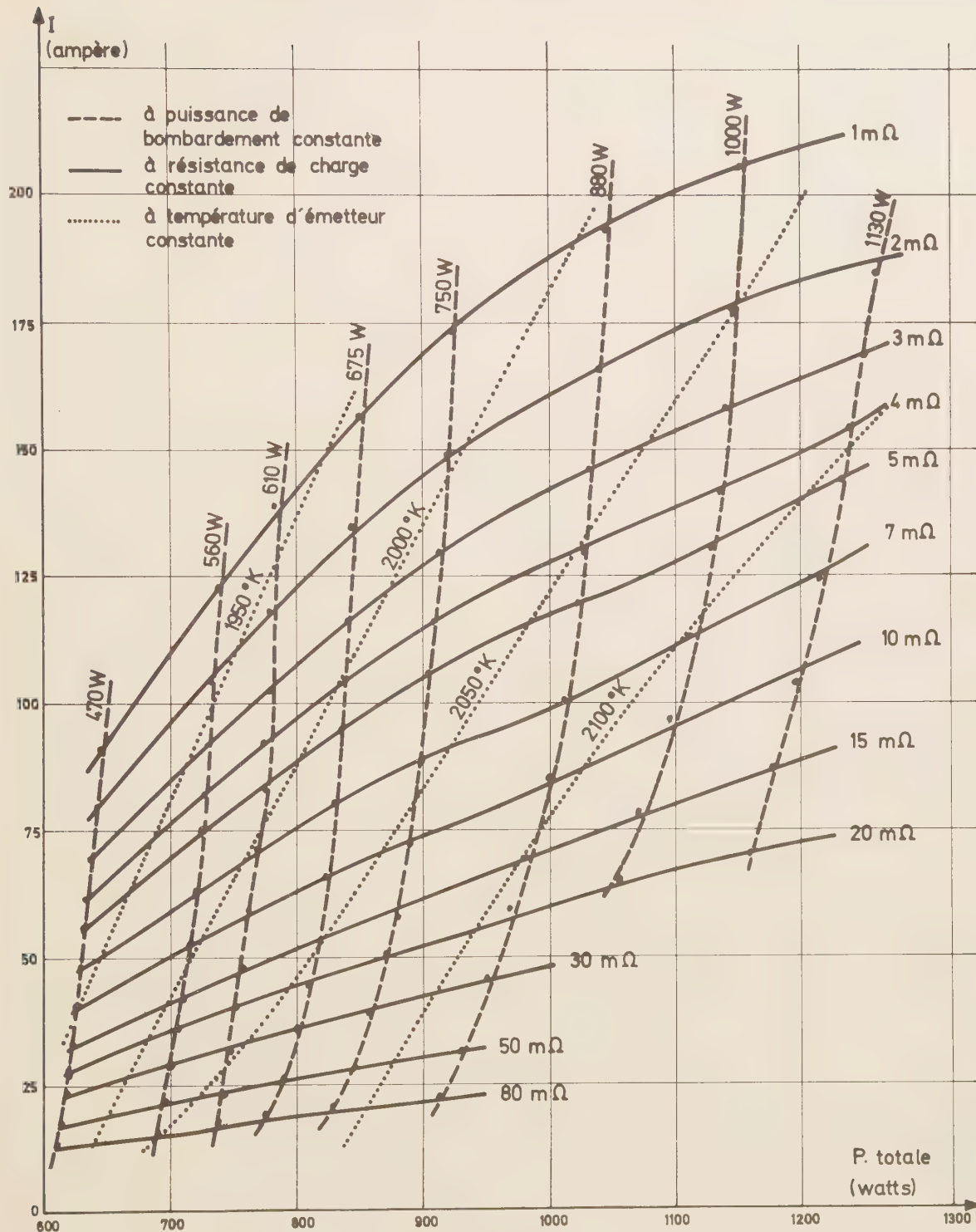


Fig. 17 - Courant diode en fonction de la puissance totale $I = f(P_t)$

DIODE LABORATOIRE - COURBES EXPERIMENTALES

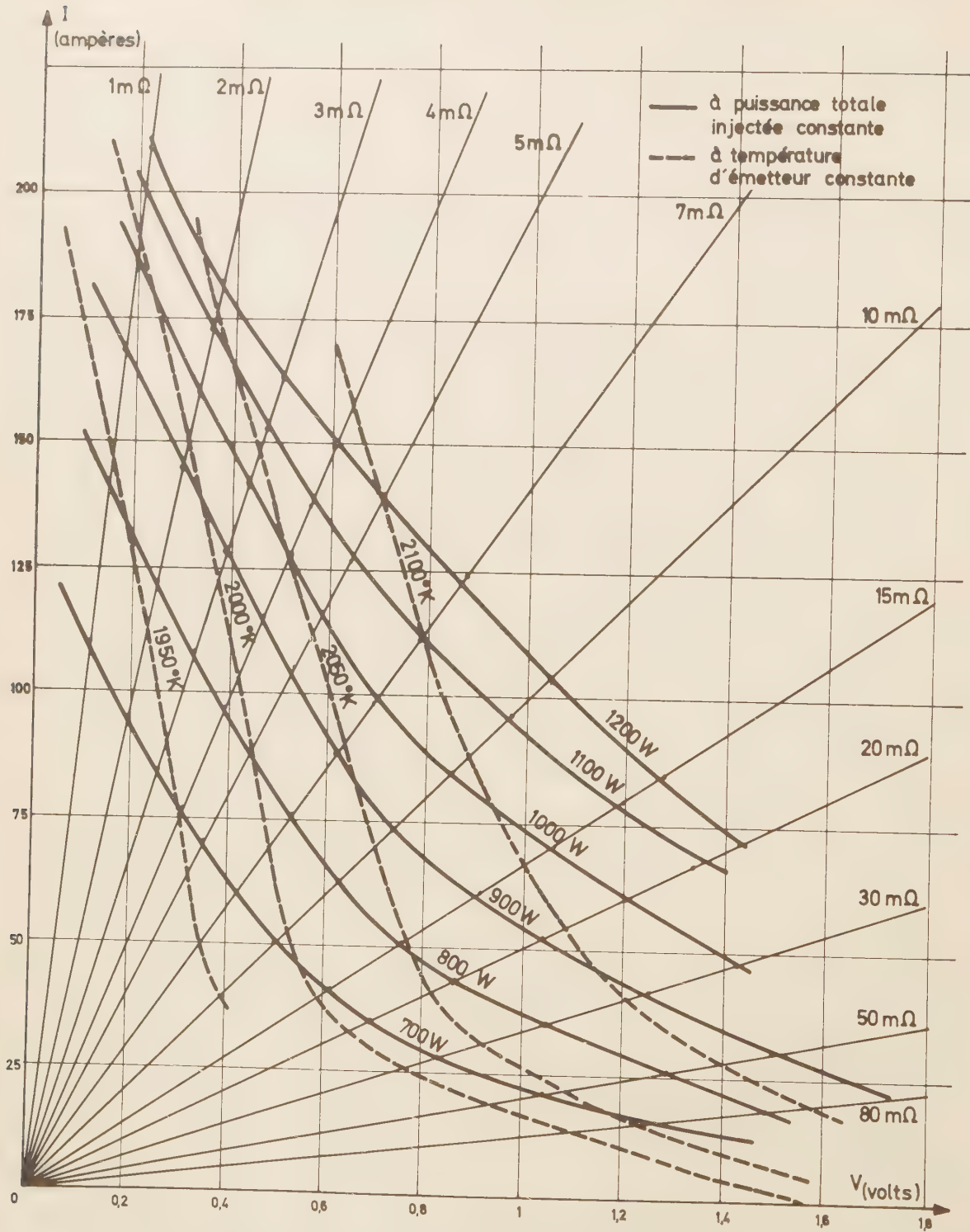


Fig.18 - Caractéristiques courant-tension $I = f(V)$ $T_{CS} = 295^\circ\text{C}$

DIODE LABORATOIRE - COURBES EXPERIMENTALES

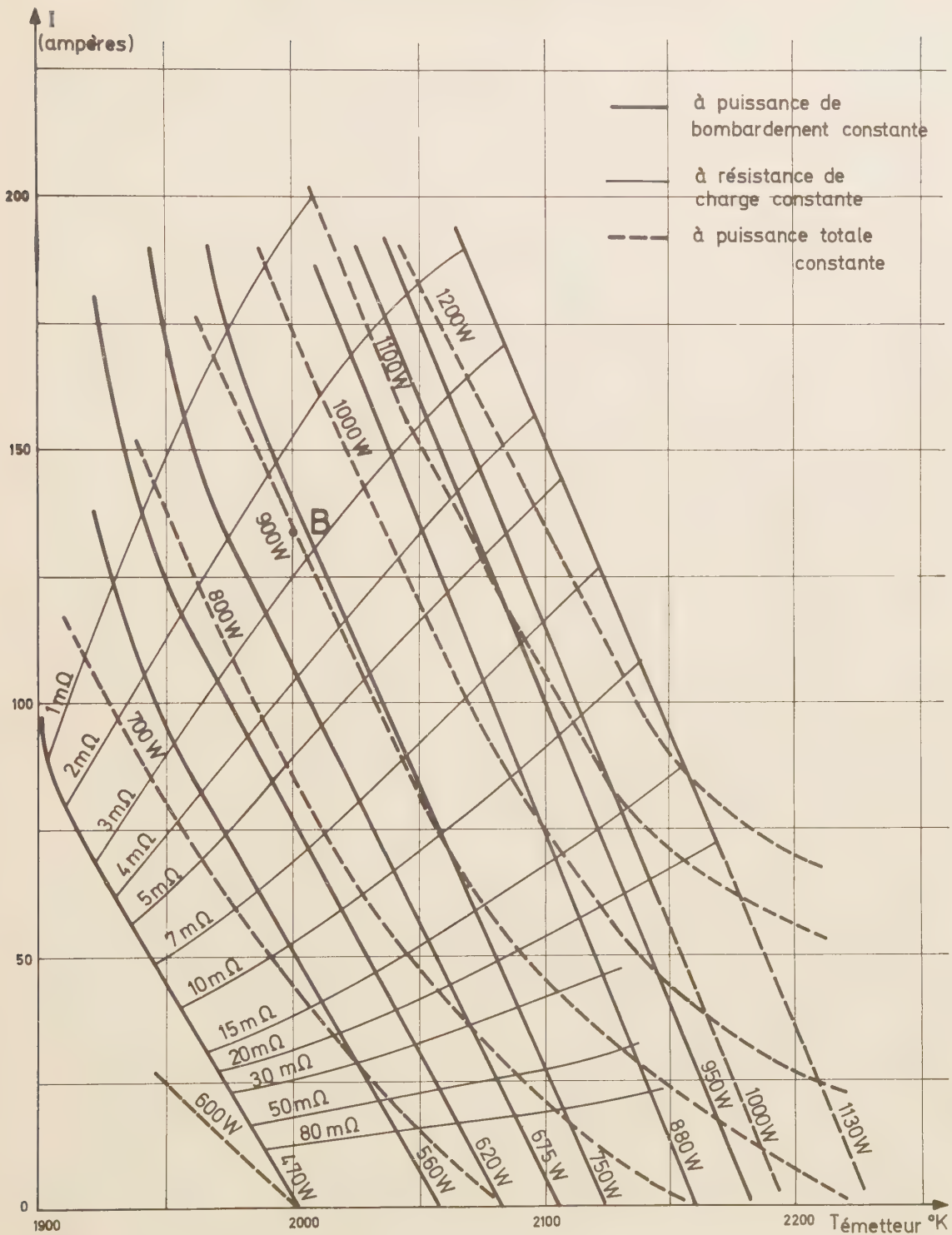


Fig. 19 - Courant débité en fonction de la température $I = f(T_{\text{émetteur}} \text{ } ^\circ\text{K})$

DIODE LABORATOIRE - COURBES EXPERIMENTALES

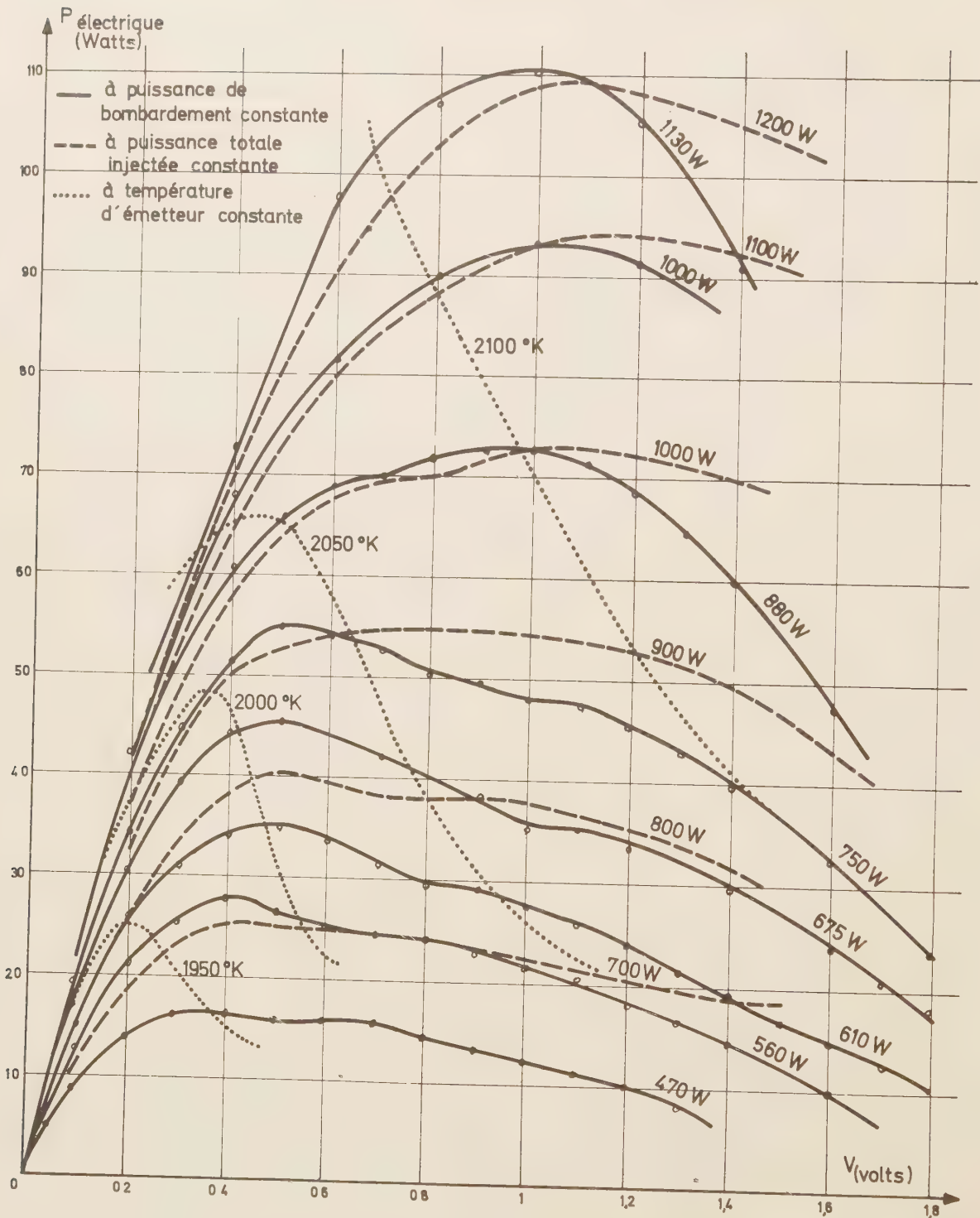


Fig. 20 - Puissance électrique produite en fonction de la tension aux bornes du convertisseur

DIODE LABORATOIRE - COURBES EXPERIMENTALES

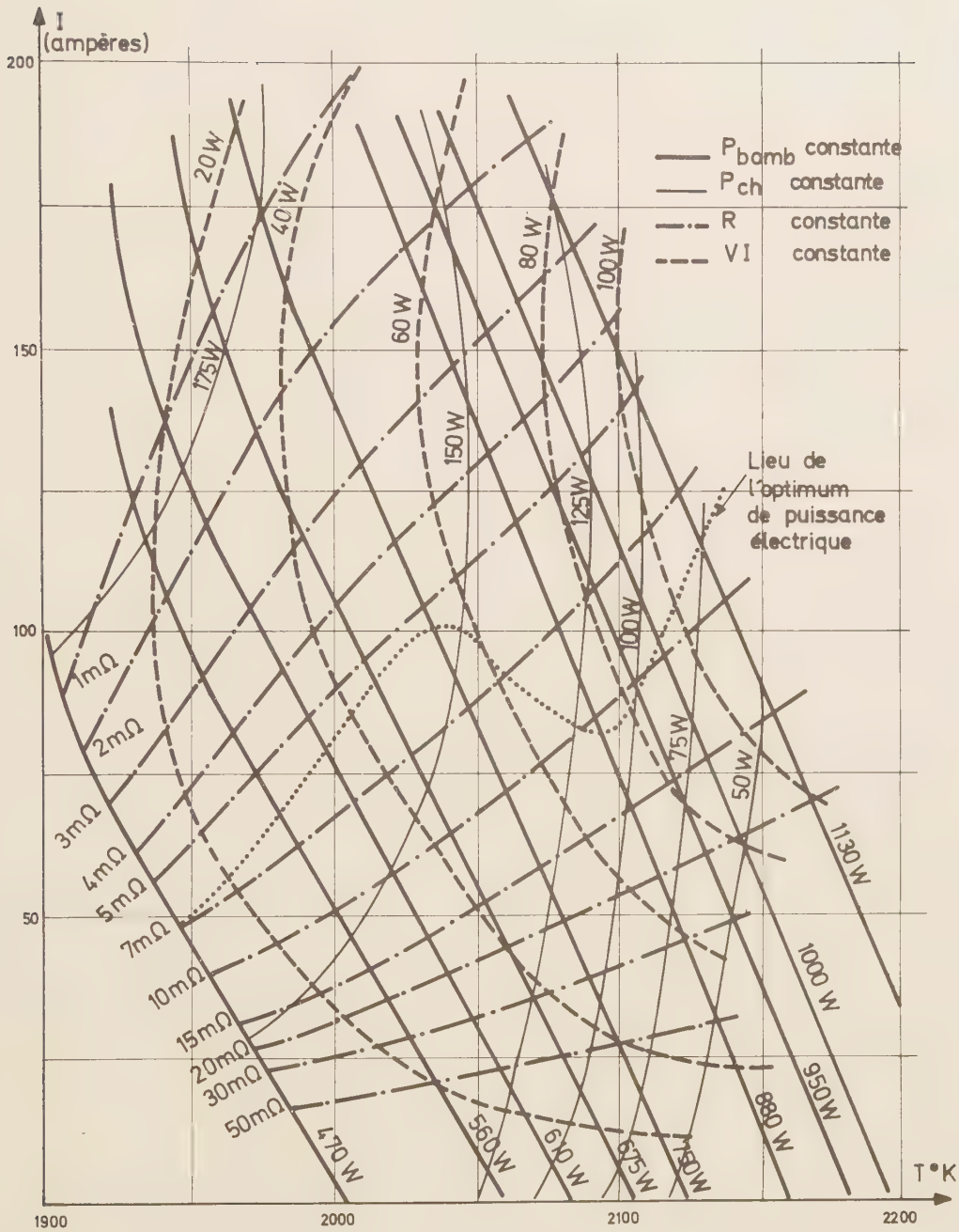


Fig.21 - Réseau courant - Température d'émetteur

6°) Influence de la température du réservoir de césium

A résistance de charge fixe, on étudie l'influence de la température du réservoir de césium sur la puissance électrique utile fournie par le convertisseur. La puissance de bombardement est prise en paramètre. Les résultats sont consignés sur la fig. (22).

On peut également construire les caractéristiques $I = f(V)$ pour différentes valeurs de la température de césium T_{cs} , voisines de l'optimum, fig. (23).

On constate que l'influence de la température du réservoir de césium est moins accentuée ici que dans la plupart des résultats publiés : ce phénomène est attribué à l'inhomogénéité de température des convertisseurs industriels; les études sont généralement faites sur de petits convertisseurs fournissant quelques watts électriques, les flux thermiques y étant moins importants, il est plus facile de contrôler la température des différents points et d'en assurer l'homogénéité.

Remarque fondamentale :

Son influence étant faible, la température du réservoir de césium sera, dans la suite de l'étude, considérée comme paramètre secondaire : on s'efforcera donc de la maintenir constante autour de 295 °C, valeur voisine de l'optimum.

7°) Influence de la température du collecteur

Le circuit de refroidissement associé au collecteur est fixe. La température de ce dernier est donc liée à la puissance injectée et au point de fonctionnement électrique choisi, fig. (24). L'allure des courbes observées s'explique facilement par le raisonnement simplifié ci-dessous.

En négligeant l'énergie cinétique des électrons, le bilan thermique de l'émetteur s'écrit :

$$P_{\text{totale}} \neq P_c + P_{\text{ray}} + I \phi$$

Notations :

$P_{\text{tot.}}$: puissance thermique injectée dans le convertisseur

P_c : pertes par conduction de l'émetteur

P_{ray} : pertes par rayonnement de l'émetteur

I : courant électrique débité

ϕ : barrière de potentiel totale, par rapport au niveau de Fermi de l'émetteur

or, $\phi \neq \phi' + RI$, ϕ' étant la barrière de potentiel totale, par rapport au niveau de Fermi du collecteur et R la résistance de charge.

DIODE LABORATOIRE _ COURBES EXPERIMENTALES

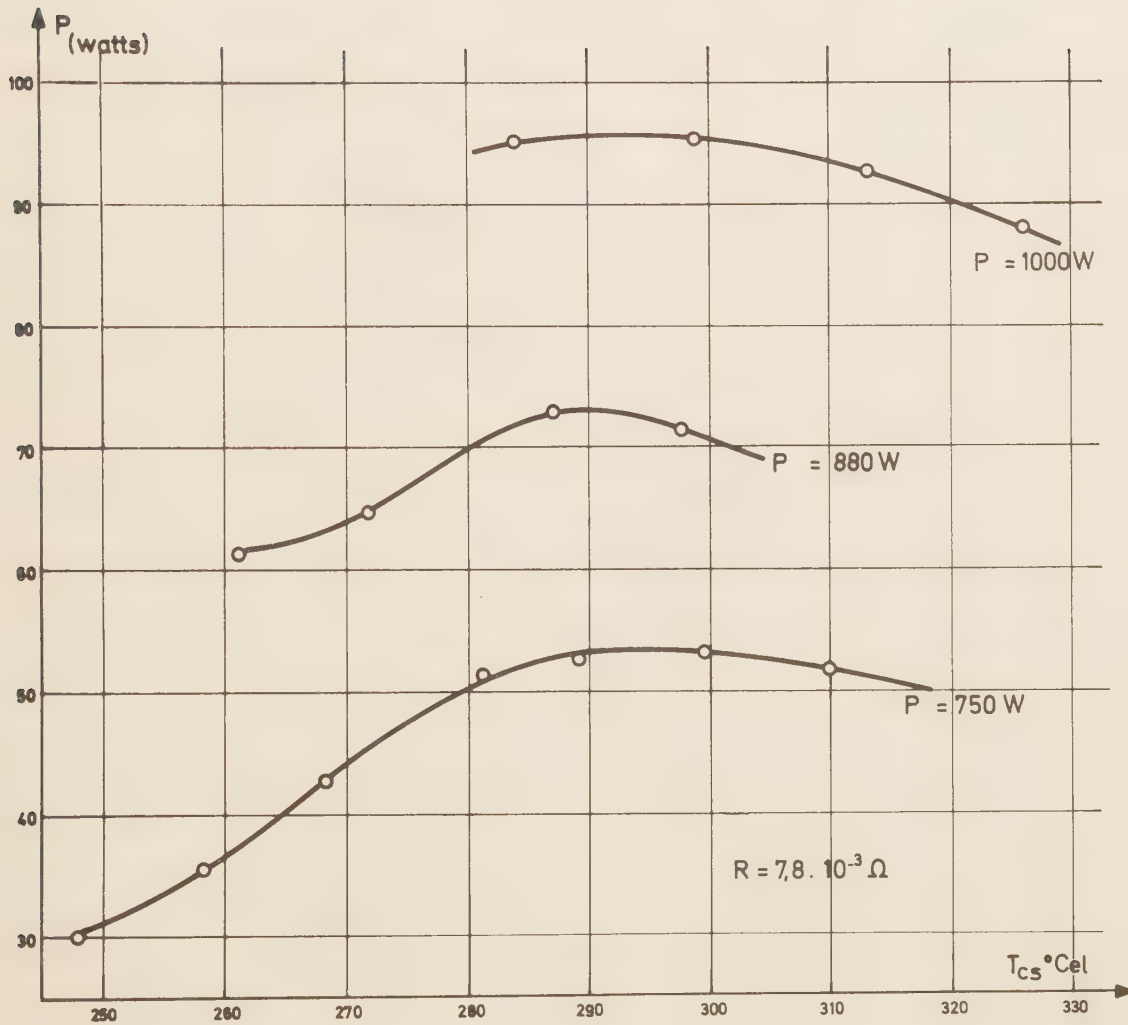


Fig.22 _ Puissance électrique en fonction de T_{cs}

(à résistance de charge constante)

DIODE LABORATOIRE - COURBES EXPERIMENTALES

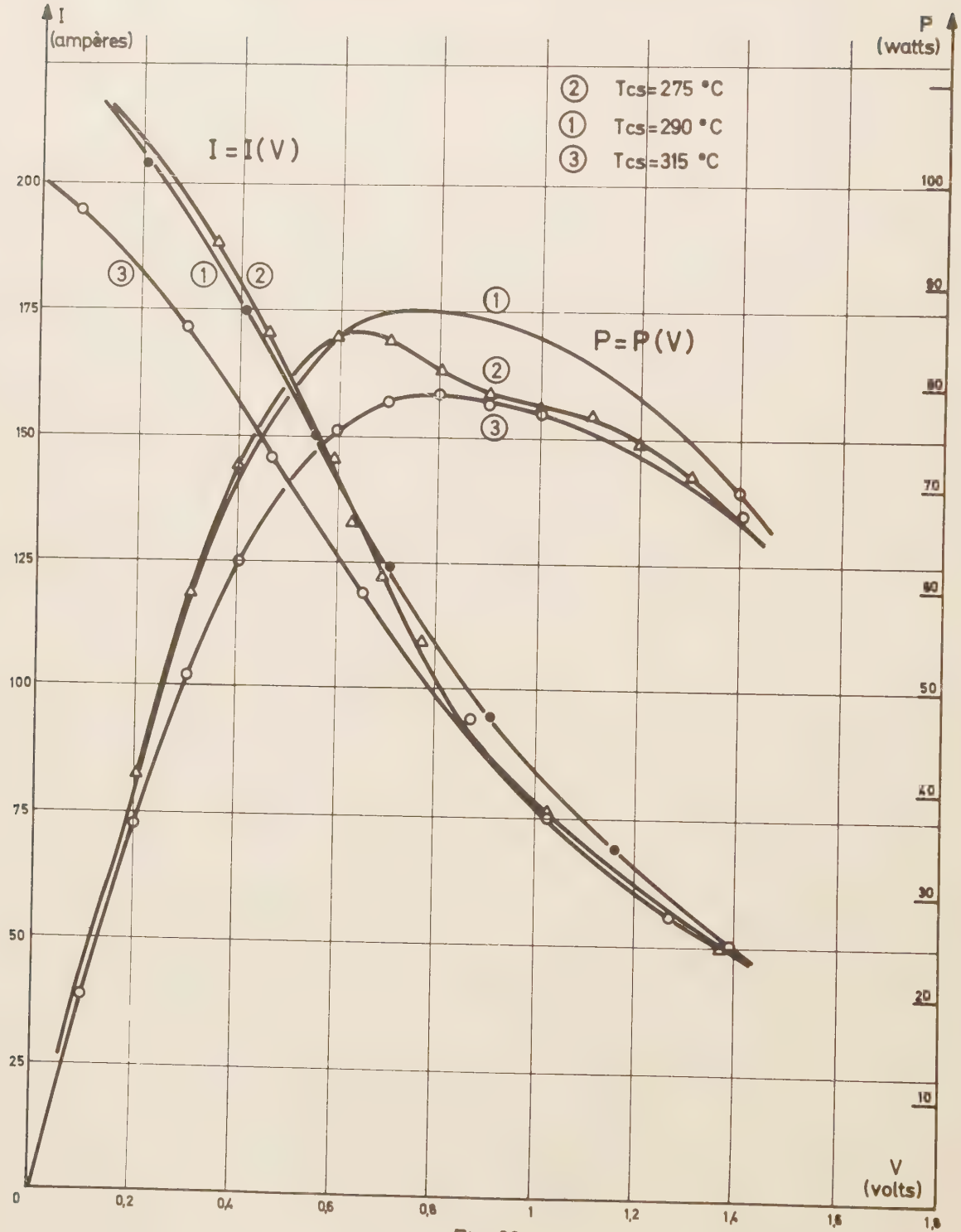


Fig. 23

Soit :

$$P_{\text{tot}} \neq P_c + P_{\text{ray}} + I \phi' + RI^2$$

Le collecteur est traversé par le flux thermique $P_{\text{col}} \neq P_{\text{ray}} + I \phi'$ c'est-à-dire :

$$P_{\text{col}} \neq P_{\text{totale}} - (P_c + RI^2)$$

Le collecteur est donc chauffé par la puissance totale diminuée des pertes par conduction de l'émetteur et de la puissance électrique.

- Si l'on impose au courant une valeur supérieure à celle de l'optimum, la puissance électrique diminue mais le refroidissement électronique de l'émetteur augmente : la température de ce dernier diminue et les pertes par conduction sont moins importantes. La somme des pertes par conduction et de la puissance électrique est plus faible qu'à l'optimum; le collecteur reçoit un flux thermique plus important et sa température croît.

- De même si l'on impose au courant une valeur inférieure à celle de l'optimum, la température et les pertes par conduction de l'émetteur augmentent. Néanmoins, cet accroissement reste supérieur à la diminution de la puissance électrique; c'est-à-dire que la température du collecteur décroît, mais la variation est très inférieure à celle du cas précédent.

Remarque fondamentale :

Au voisinage de l'optimum, la variation de température du collecteur est relativement faible. Son influence sur le courant électrique produit et la température de l'émetteur n'est pas prépondérante; c'est pourquoi, dans la suite de l'étude, la température du collecteur sera considérée comme constante vis à vis de celle de l'émetteur. On verra que cette hypothèse apporte, dans certains cas, une limitation à la validité de l'étude théorique effectuée.

8°) Calcul du refroidissement de l'émetteur, application à la suite de l'étude

Le phénomène physique fondamental de la conversion thermoionique se situe au niveau de l'émetteur. Si, comme il vient d'être dit, on suppose constantes les températures du réservoir de césium et du collecteur, l'étude théorique du convertisseur se limite à celle de son émetteur.

Pour aborder l'étude des régimes transitoires, il est donc nécessaire d'effectuer le bilan thermique de l'émetteur. La mesure, à différents régimes de fonctionnement des flux thermiques traversant les shunts de refroidissement du convertisseur, permet théoriquement de séparer toutes les pertes mentionnées au paragraphe I.II.5. Expérimentalement, il en est

DIODE LABORATOIRE - COURBES EXPERIMENTALES

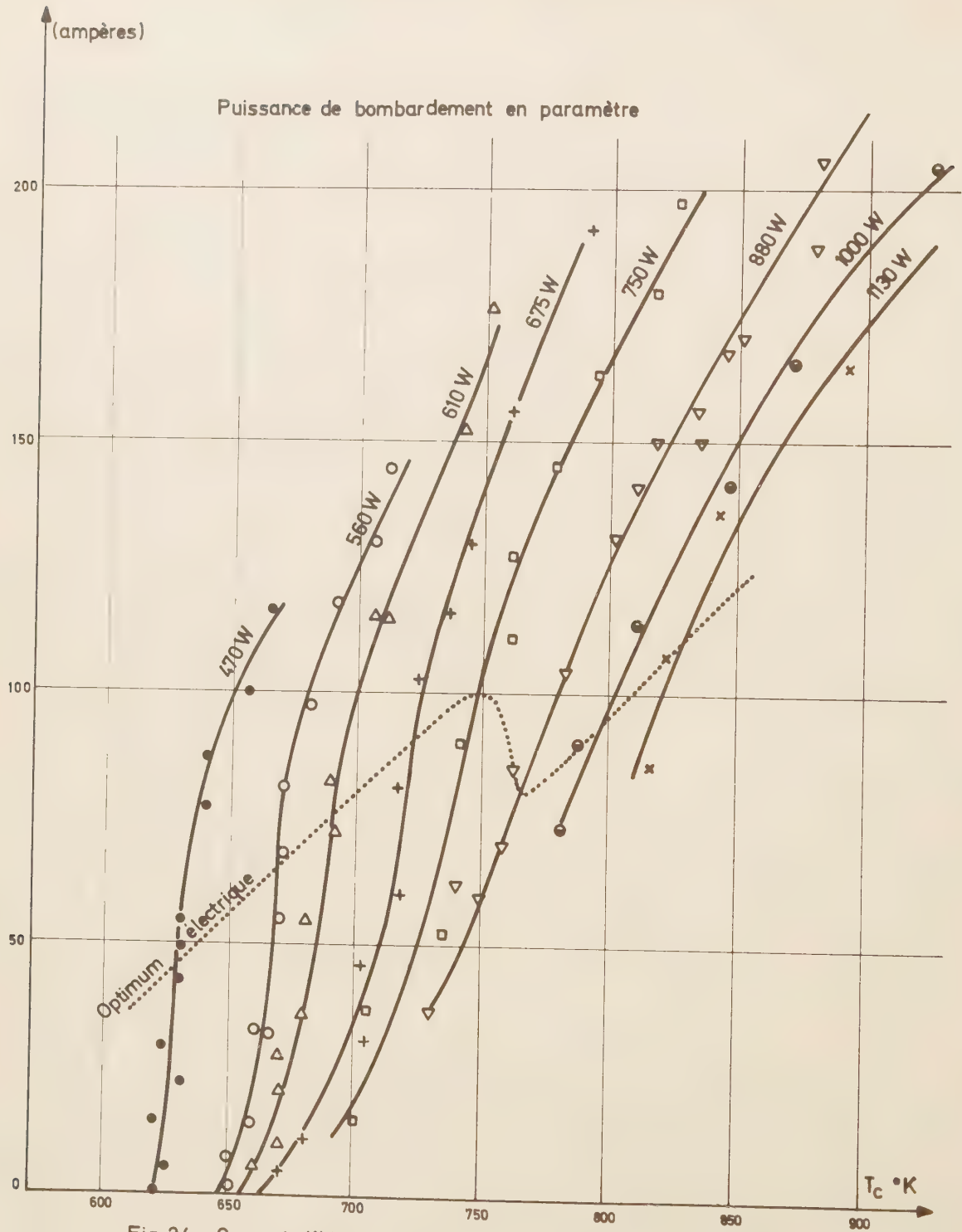


Fig. 24 - Courant débité en fonction de la température du collecteur

Fig. 24 - INFLUENCE DU COURANT ELECTRIQUE PRODUIT SUR LA
TEMPERATURE DU COLLECTEUR

tout autrement : sur le type de convertisseur utilisé, une partie importante de la puissance non convertie est rayonnée à la surface du collecteur et sur l'embase de l'émetteur; la mesure des flux thermiques fournit donc des résultats inexploitable. On doit se contenter d'écrire globalement que le refroidissement de l'émetteur est dû, d'une part au rayonnement et à la conduction, d'autre part au refroidissement électronique.

A - En circuit ouvert :

En circuit ouvert, l'émetteur n'est refroidi que par conduction et par rayonnement.

Si $P_{c,o}$ est la puissance injectée en circuit électrique ouvert, on peut écrire la relation :

$$P_{c,o} \neq P_{cond.} + P_{ray}$$

Ces pertes relient la température d'émetteur à la puissance injectée. On a effectué le relevé point par point de la courbe $T_e = f(P_{c,o})$, fig. (25). Sur cette même figure, on a représenté la courbe théorique généralement admise pour ce type de convertisseur (émissivité composée émetteur-collecteur $\epsilon \neq 0,3$ et 10 % pertes par conduction).

Comme au paragraphe I.II.3. on écrira : $P_{c,o} \neq \sigma \epsilon (T_e^4 - T_c^4) + \beta (T_e - T_c)$ et

$$d P_{c,o} \neq k d T_c \quad \text{avec} \quad k \neq 4 \sigma \epsilon T_e^3 + \beta$$

B - En charge

Les pertes par conduction et par rayonnement ne dépendent que de la température d'émetteur. En charge, le refroidissement électronique est donc égal à l'écart entre la puissance injectée et la puissance nécessaire pour obtenir la même température d'émetteur en circuit ouvert.

C'est-à-dire :

$$P_{ref. \text{ élect. }} \neq P_{tot.} - P_{c,o} = \Delta P$$

Connaissant la température d'émetteur, on en déduit donc la valeur du refroidissement électronique. Par la relation $\Delta P = I \phi$, on définit une barrière de potentiel totale apparente. Cette barrière de potentiel n'est qu'un coefficient exprimant la proportionnalité entre le refroidissement électronique et le courant émis.

9°) Conclusions et applications à la suite de l'étude

Les relevés statiques expérimentaux et les raisonnements simplifiés exposés dans le paragraphe précédent, sont en fait suffisants pour décrire le phénomène du refroidissement

DIODE LABORATOIRE _ COURBES EXPERIMENTALES

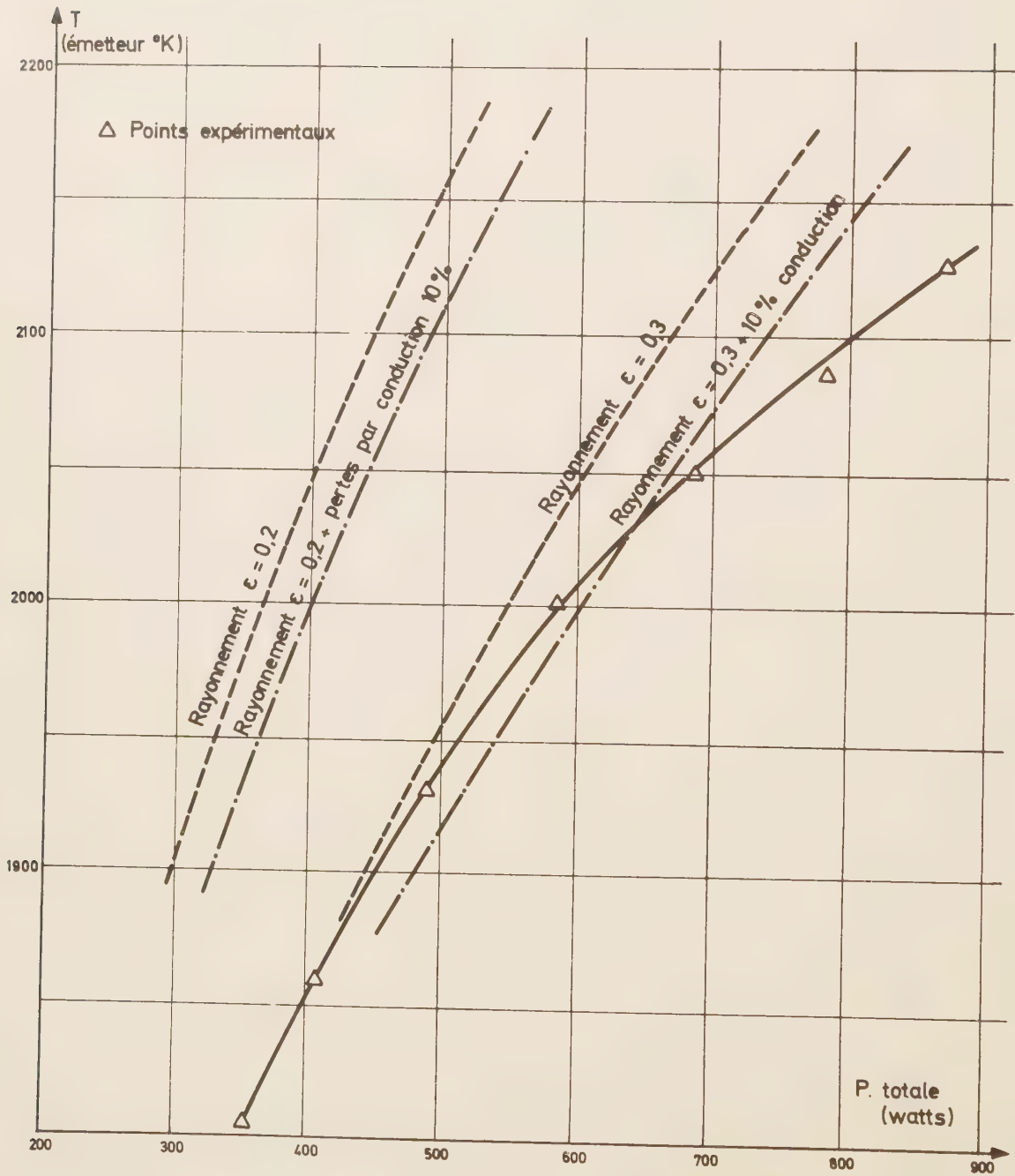


Fig. 25 _ Température d'émetteur _ Puissance injectée . (Circuit ouvert)

de l'émetteur, poser les équations du transfert thermique et aborder l'étude théorique des régimes transitoires. Ce sera l'objet des chapitres suivants. Le fonctionnement du convertisseur y sera défini par une relation implicite $f(P_{\text{totale}}, R, I, T_e)$. On recherchera les lois de variation de la température d'émetteur et du courant électrique débité par le convertisseur lorsqu'on fait varier séparément la puissance totale incidente $P_{\text{tot.}}$ et la résistance de charge R .

CHAPITRE III

ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES PROVOQUES PAR L'OUVERTURE DU CIRCUIT ELECTRIQUE D'UN CONVERTISSEUR DE LABORATOIRE : INFLUENCE SUR LA TEMPERATURE DE L'EMETTEUR

III. I - GENERALITES

- 1°) Introduction
- 2°) Causes de l'ouverture du circuit électrique
- 3°) Description du phénomène
- 4°) Plan du chapitre

III. II - ETUDE THEORIQUE DE L'OUVERTURE DU CIRCUIT ELECTRIQUE D'UN CONVERTISSEUR DE LABORATOIRE : INFLUENCE SUR L'EMETTEUR :

- 1°) Hypothèses
- 2°) Mise en équation du phénomène
- 3°) Résolution du système d'équations
- 4°) Exploitation
- 5°) Etude d'un cas particulier
- 6°) Etude de la constante de temps
- 7°) Retour sur les hypothèses
- 8°) Variation totale des températures à l'ouverture du circuit
- 9°) Conclusions de l'étude théorique de l'ouverture du circuit
électrique.

III. III - ETUDE EXPERIMENTALE DE L'OUVERTURE DU CIRCUIT ELECTRIQUE D'UN CONVERTISSEUR DE LABORATOIRE

- 1°) Introduction
- 2°) Amplitude totale de la variation de la température d'émetteur
- 3°) Variation de la température du collecteur
- 4°) Etude dynamique.

CHAPITRE III

ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES PROVOQUES PAR L'OUVERTURE DU CIRCUIT ELECTRIQUE D'UN CONVERTISSEUR DE LABORATOIRE

III.1 - GENERALITES

1°) Introduction

A l'ouverture du circuit électrique, la résistance de charge passe brutalement d'une valeur R_o , finie, à une valeur infinie. Ce n'est donc qu'un cas particulier de l'étude des variations de la résistance de charge. Mais l'importance du phénomène engendré par l'ouverture du circuit électrique justifie une étude indépendante.

2°) Causes de l'ouverture du circuit électrique

Les causes de cette coupure du circuit électrique peuvent être de plusieurs types :

- Ouverture volontaire du circuit, par commutation de charge électrique par exemple.
- Rupture accidentelle du circuit de charge.
- Rupture interne : fusion d'une connexion, par exemple.
- Baisse sensible de la pression de césium dans l'espace interélectrode.

Remarquons que, dans les deux derniers cas, l'ouverture ne peut être instantanée : on aura donc ici une limitation théorique des conséquences dues à ces anomalies.

3°) Description du phénomène

L'émetteur reçoit une certaine puissance thermique injectée. En fonctionnement normal, il la transmet principalement par rayonnement, par conduction et par refroidissement électronique.

L'ouverture du circuit électrique est la suppression brutale du refroidissement électronique. Elle provoque donc une discontinuité du flux thermique à la surface de l'émetteur. Les températures augmentent progressivement jusqu'à un nouveau régime stable tel que toute la puissance puisse être évacuée par rayonnement et par conduction.

4°) Plan de l'étude

On se propose de suivre l'évolution des températures T en différents points du convertisseur en fonction du temps t écoulé après l'ouverture du circuit.

On effectue successivement :

- L'étude théorique de l'ouverture du circuit électrique d'un convertisseur simplifié de laboratoire. On y examine les répartitions de flux et de température dans l'émetteur au cours de l'évolution. Les écarts de température entre l'état initial et l'état final sont étudiés plus amplement dans l'étude analogique (chapitre VI). En effet, ils sont liés aux conditions de refroidissement de l'émetteur et sont indépendants du mode de chauffage.

- L'étude expérimentale de l'ouverture du circuit d'un convertisseur de laboratoire.

III. II ETUDE THEORIQUE DE L'OUVERTURE DU CIRCUIT ELECTRIQUE D'UN CONVERTISSEUR SIMPLIFIE DE LABORATOIRE : INFLUENCE SUR L'EMETTEUR.

1°) Hypothèses

On suppose l'émetteur constitué par une plaque d'épaisseur ℓ , délimitée par deux faces planes et parallèles. Afin de négliger les pertes latérales par conduction dans la connexion, on suppose la plaque de dimensions infinies. Ces hypothèses seront justifiées ultérieurement (III. II. 7).

L'émetteur reçoit, sur la face (0) d'entrée; un flux thermique incident constant. Ce flux se transmet par conduction vers la face (ℓ) où il est évacué par rayonnement et par refroidissement électronique, fig. (26).

Au temps $t=0$, on supprime brutalement le refroidissement électronique.

2°) Mise en équations du phénomène

L'équation de diffusion de la chaleur dans les solides est linéaire ; on peut donc ne considérer que les variations de température ΔT à partir de l'équilibre initial [13] à [17]

On pose :

$$T(x, t) = T(x, 0) + \Delta T(x, t)$$

L'excès de flux thermique, $P_{\text{réf}}$, qui arrive sur la face (ℓ) se partage en deux. Une partie retourne dans l'émetteur où il provoque un accroissement de température. L'autre partie est évacuée par rayonnement. La conservation de l'énergie sur la face (ℓ) de l'émetteur

s'écrit donc :

$$\lambda \left(\frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right)_P + k (\Delta T)_P = P_{\text{réf.}} \quad (1)$$

Notations :

λ : conductibilité thermique

$k \neq 4 \sigma \epsilon_o T^3 (P, o)$: coefficient d'échange par rayonnement sur la face (P)

Cette équation (1) se retrouve par le raisonnement suivant : la conservation de l'énergie sur la face (P) peut encore s'écrire :

$$\int_0^P \rho c \frac{\partial \Delta T}{\partial t} dx + k (\Delta T)_1 = P_{\text{réf.}} \quad (2)$$

ρ , c étant la densité et la capacité calorifique de l'émetteur.

Le transfert thermique dans l'émetteur s'écrit suivant l'équation de Fourier :

$$\frac{\partial^2 \Delta T}{\partial x^2} (x, t) = a \frac{\partial \Delta T}{\partial t} (x, t) \quad (3)$$

avec $a = \frac{\rho c}{\lambda}$, λ étant la conductibilité thermique de l'émetteur.

En intégrant terme à terme l'équation (3) par rapport à x , on obtient :

$$\lambda \left(\frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right)_P - \lambda \left(\frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right)_o = \int_0^P \rho c \frac{\partial \Delta T}{\partial t} dx \quad (4)$$

Or, par hypothèse, le flux thermique incident est constant. Sa variation est donc nulle quelle que soit la valeur du temps t .

L'équation (4) s'écrit donc :

$$\lambda \left(\frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right)_P = \int_0^P \rho c \frac{\partial \Delta T}{\partial t} dx$$

Ceci signifie simplement que le flux rentrant dans le plan (P) est égal à la puissance emmagasinée dans l'émetteur : les émetteur (1) et (2) sont donc bien équivalentes.

Lorsque le nouvel équilibre est atteint ($t = \infty$), toute la puissance est évacuée par rayonnement et l'écart de température ΔT est le même en tous les points.

C'est à dire que l'on a : $\Delta T (x, t = \infty) = \Delta T (P, t = \infty) = \frac{P_{\text{ref}}}{k}$

Finalement le système s'écrit donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \Delta T}{\partial x^2} = a \frac{\partial T}{\partial t} \end{array} \right. \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda \left(-\frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right) \rho + k (\Delta T) \rho = P_{\text{ref.}} \end{array} \right. \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right)_0 = 0 \quad \forall t \end{array} \right. \quad (7)$$

$$\Delta T(x, 0) = 0 \quad \forall x \text{ et limite de } \Delta T(x, t) = \frac{P_{\text{ref}}}{k} \quad \forall x \in [0, \rho] \quad t \rightarrow \infty$$

3°) Résolution du système d'équations

On est ramené à un système simple en posant :

$$\Delta T(x, t) = \frac{P_{\text{ref}}}{k} - \varphi(x) \cdot g(t)$$

En portant dans l'équation (5), on obtient :

$$\frac{\varphi''(x)}{\varphi(x)} = a \frac{g'(t)}{g(t)} = -\omega^2$$

soit :

$$\left| \begin{array}{l} \varphi(x) = A' \cos \omega x + B' \sin \omega x \\ g(t) = C \exp \left(-\frac{\omega^2}{a} t \right) \end{array} \right.$$

Or, d'après l'équation (7), $B' = 0$

Posons donc :

$$\left| \begin{array}{l} \varphi(x) = A \cos \omega x \\ g(t) = \exp \left(-\frac{\omega^2}{a} t \right) \end{array} \right.$$

L'équation (6) s'écrit après simplification :

$$\omega \operatorname{tg} \omega \rho = k / \lambda$$

Cette expression définit les valeurs de ω (fig. 27).

On montre sans difficulté que la suite des $\cos \omega_n x$ est une suite orthogonale. Il est donc possible de développer $\Delta T(x, t)$ en série de Fourier généralisée de la forme :

$$\Delta T(x, t) = \frac{P_{\text{ref.}}}{k} \left[1 - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \omega_n x \exp \left(-\frac{\omega_n^2}{a} t \right) \right]$$

Les coefficients A_n sont déterminés au temps $t=0$. Or $\Delta T(x, 0)=0$

C'est à dire :

$$\frac{P_{\text{ref.}}}{k} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \omega_n x \quad \text{et} \quad \int_0^{\rho} \frac{P_{\text{ref.}}}{k} \cos \omega_n x \, dx = \int_0^{\rho} A_n \cos^2 \omega_n x \, dx$$

d'où :

$$A_n = \frac{P_{ref}}{k} \cdot \frac{4 \sin \omega_n l}{2 \omega_n l + \sin 2 \omega_n l}$$

L'expression de ΔT s'écrit alors :

$$\Delta T(x, t) = \frac{P_{ref}}{k} \left[1 - 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \omega_n l \cdot \cos \omega_n x}{2 \omega_n l + \sin 2 \omega_n l} \cdot \exp \left(-\frac{\omega_n^2 t}{a} \right) \right]$$

Convergence de la série :

Montrons la convergence de la série de terme général

$\frac{\sin \omega_n l \cos \omega_n x}{2 \omega_n l + \sin 2 \omega_n l} \cdot \exp \left(-\frac{\omega_n^2 t}{a} \right)$ ainsi que celle de sa dérivée première par rapport à t et de sa dérivée seconde par rapport à x . Il suffit donc de montrer la convergence de la série de terme général :

$$U_n = \frac{\omega_n^2 \sin \omega_n l \cdot \cos \omega_n x}{2 \omega_n l + \sin 2 \omega_n l} \cdot \exp \left(-\frac{\omega_n^2 t}{a} \right)$$

Cette dernière est majorée par :

$$\frac{\omega_n^2}{2 \omega_n l - 1} \cdot \exp \left(-\frac{\omega_n^2 t}{a} \right)$$

Lorsque ω_n augmente indéfiniment, U_n se comporte comme $\omega_n \exp \left(-\frac{\omega_n^2 t}{a} \right)$

qui est une série convergente. Donc U_n est convergente ; $\frac{U_n}{\omega_n}$ et $\frac{U_n}{\omega_n^2}$ le sont à fortiori.

Par conséquent, le développement de ΔT , ceux de sa dérivée première par rapport au temps t et de sa dérivée seconde par rapport à l'abscisse x , convergent.

4°) Exploitation

La résolution numérique a été effectuée avec un calculateur digital. L'expression étant sous forme de série, la programmation du calcul est relativement simple et sa résolution extrêmement rapide.

On a étudié l'élévation de température et les répartitions de flux aux points :

$$(0, l/5, 2l/5, 3l/5, 4l/5, l)$$

pour différentes conditions de fonctionnement et pour des valeurs du temps allant de 0,001 seconde à 100 secondes.

A titre indicatif, nous reproduirons l'étude complète d'un cas particulier correspondant à la suppression d'un refroidissement électronique de 35 W/cm^2 . Cette valeur semble être le maximum susceptible d'être atteint avec les convertisseurs actuels.

5°) Etude d'un cas particulier

La puissance thermique injectée est de 60 W/cm^2 . Lorsque le convertisseur débite, le flux évacué par refroidissement électronique est 35 W/cm^2 . La température d'équilibre initial est $T = 2\,000^\circ\text{K}$: le flux rayonné est 25 W/cm^2 . L'épaisseur ρ de la plaque est $0,2 \text{ cm}$. Les constantes sont relatives à un émetteur en molybdène.

$$\begin{array}{ll} \rho \neq 10,2 & C \neq 0,35 \text{ W.cm}^{-3} \cdot \text{deg}^{-1} \text{sec.} \\ \lambda \neq 0,67 \text{ W.cm}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1} & \sigma \neq 5,67 \cdot 10^{-12} \text{ W.cm}^{-2} \cdot \text{deg}^{-4} \\ \epsilon \neq 0,3 & \theta_0 = 2\,000^\circ\text{K} \end{array}$$

$$P_{\text{ref}} = 35 \text{ W/cm}^2$$

Présentation des résultats

Les résultats sont présentés sur quatre réseaux de courbes différents. Sur le réseau A on voit apparaître la notion de flux réfléchi dans la plaque. Ce n'est qu'une image mise en évidence dans les équations qui sont linéaires et permettent de dissocier le régime transitoire et le régime permanent antérieur. Le flux thermique réel en tout point est donc la différence entre le flux incident constant (régime permanent) et le flux réfléchi.

$$\begin{aligned} P_{\text{réel}} &= P_{\text{incident}} - \lambda \left(\frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right)_{x,t} \\ P_{\text{réel}} &= 60 - \lambda \left(\frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right)_{x,t} \\ &\text{W/cm}^2 \end{aligned}$$

Réseau A : fig. (28)

Valeurs du "flux réfléchi" $\lambda \left(\frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right)$ en fonction de l'abscisse x du point considéré de la plaque. Le temps t , écoulé après l'ouverture du circuit, est pris en paramètre.

Réseau B : fig. (29)

Valeurs de l'élévation de température ΔT en fonction du temps t . (t est compris entre $0,001$ et 1 seconde). L'abscisse x du point est prise en paramètre. On a utilisé des échelles logarithmiques.

Réseau C : fig. (30)

Valeurs de l'élévation de température ΔT en fonction du temps t , (t est compris entre 0 et 0,1 seconde). L'abscisse x du point est prise en paramètre.

Réseau D : fig. (31)

Valeurs de l'élévation de température ΔT en fonction du temps t , (t est compris entre 0 et 100 secondes).

Discussion des résultats :

L'interprétation du phénomène étant différente pour les diverses valeurs du temps écoulé après l'ouverture du circuit électrique, nous considérerons plusieurs intervalles de temps.

a) $t=0$

Brutalement le refroidissement électronique est supprimé. Cette modification apporte une discontinuité dans la répartition du flux. On voit apparaître au point (P) un "flux réfléchi" $\lambda \left(\frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right)$ égal au refroidissement électronique. Le flux est inchangé aux autres points de l'émetteur.

b) $0 < t < 0,001$ seconde

Au voisinage de l'origine des temps, le phénomène est délicat à interpréter. On se heurte en effet à des difficultés de plusieurs natures.

Difficultés d'ordre mathématique:

- Validité des équations de Fourier pour des valeurs très faibles du temps.
- Convergence de la série calculée pour des valeurs du temps très voisines du zéro.

Difficultés d'ordre physique. Dans la mise en équation on néglige :

- L'extra-courant d'ouverture du circuit.
- La modification éventuelle du plasma interélectrode à l'ouverture du circuit.

L'étude de cette partie du phénomène présente, certes, un intérêt théorique. Mais la modification de température d'émetteur y étant négligeable, nous ne considérerons que des valeurs du temps supérieures à 0,001 seconde.

c) $0,001 \text{ sec.} < t < 0,1$ seconde

Sur le réseau A, on remarque la pénétration de la perturbation dans les premiers instants qui suivent l'ouverture du circuit. Par exemple, pour une valeur du temps voisine de 0,001 seconde, la modification du flux n'est sensible que dans l'espace $\left(\frac{4 \ell}{5} \ell \right)$. Puis le flux croît

DIODE LABORATOIRE - COURBES THEORIQUES

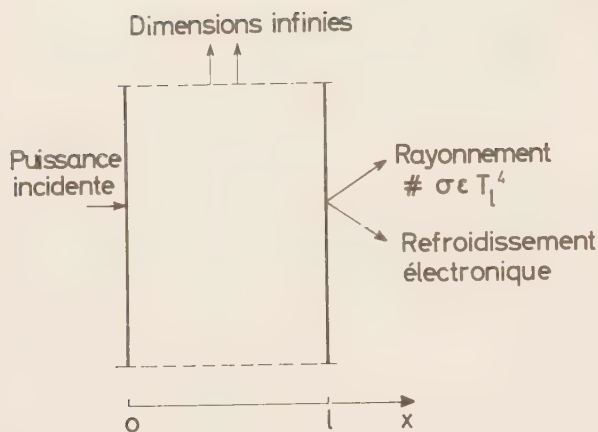


Fig. 26 _

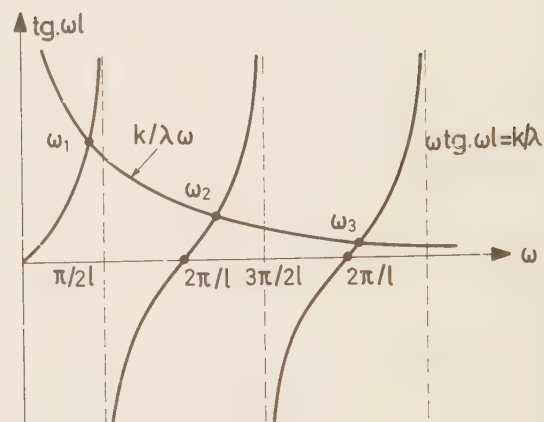


Fig. 27 _

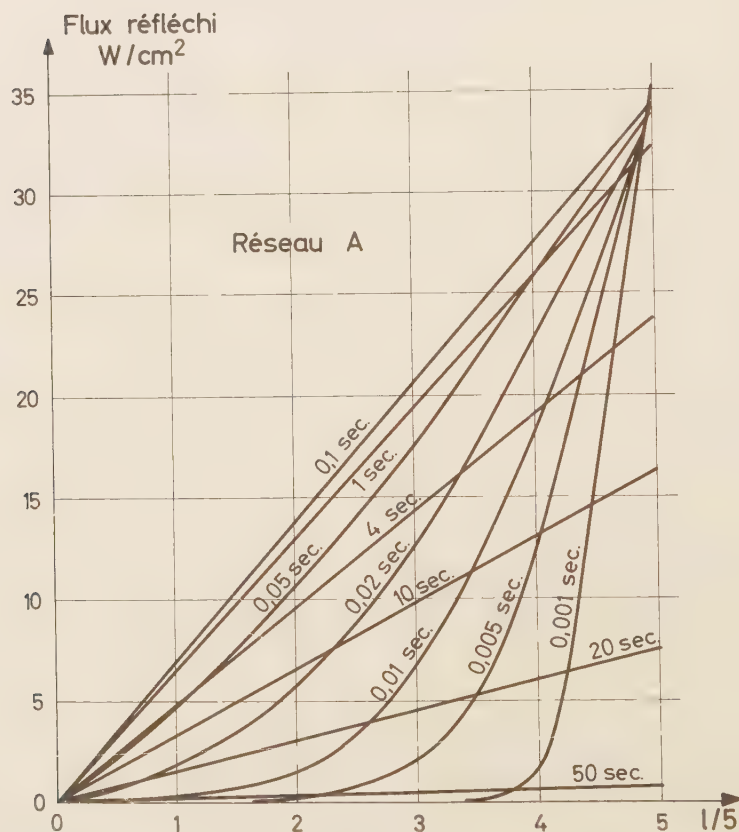


Fig. 28 _ Flux réfléchi dans l'émetteur - Ouverture du circuit
(Ref. élect. coupé)

$P_{\text{ref}} = 35 \text{ W/cm}^2$ Epaisseur $l = 0,2 \text{ cm}$

DIODE LABORATOIRE - COURBES THEORIQUES

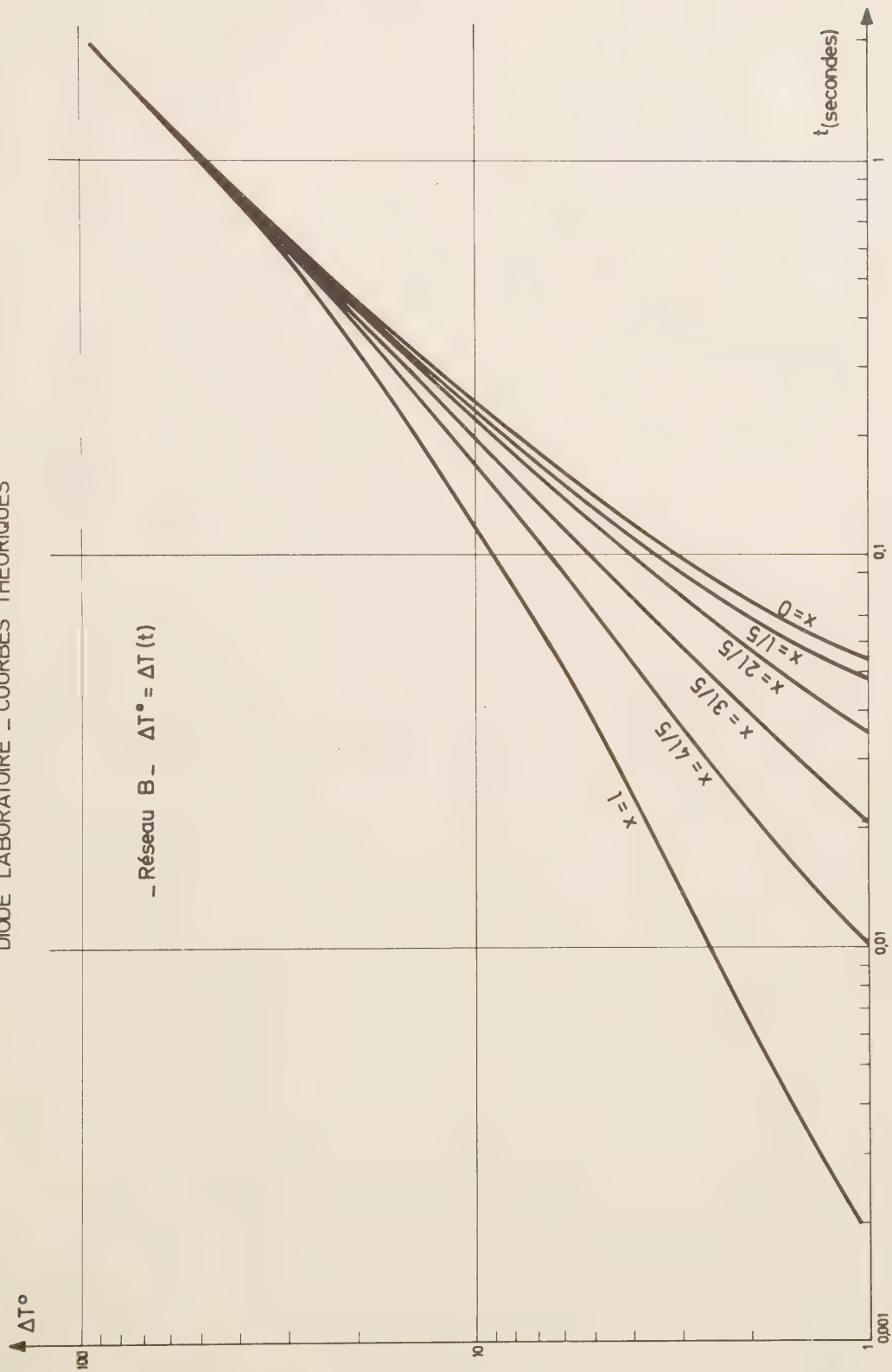


Fig. 29 - Ouverture du circuit électrique

DIODE LABORATOIRE - COURBES THEORIQUES

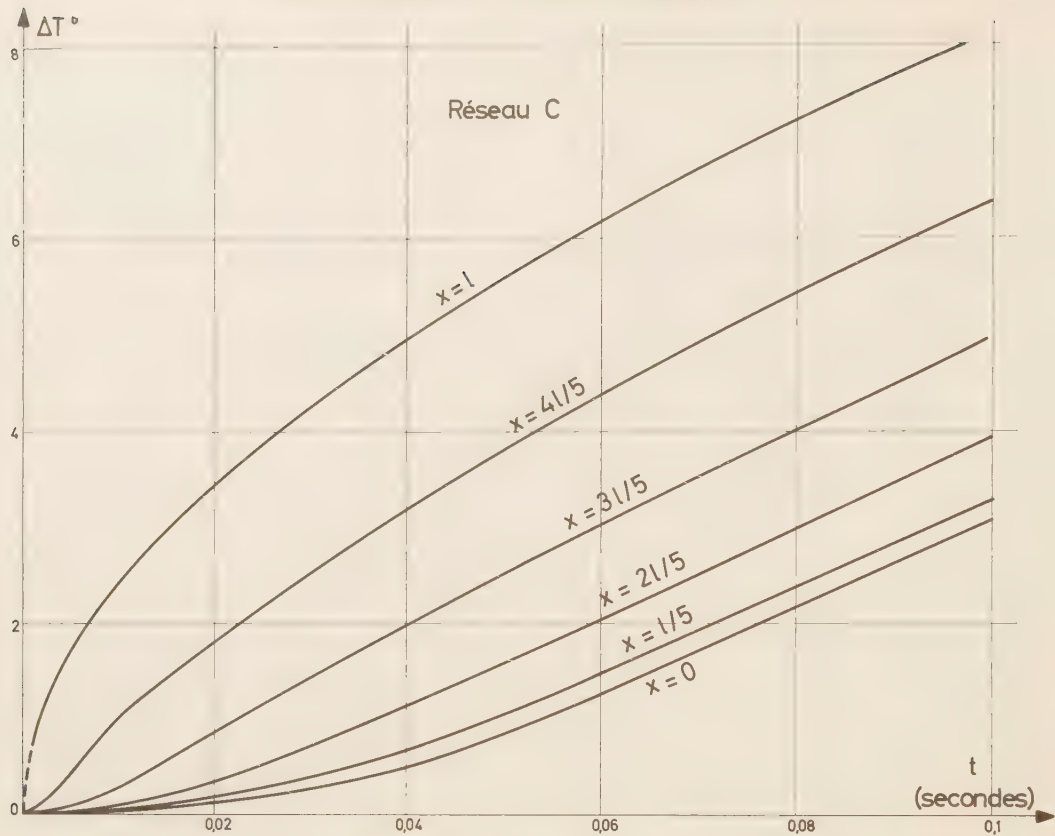


Fig. 30 - Variations de la température d'émetteur à l'ouverture du circuit électrique (en différents points)

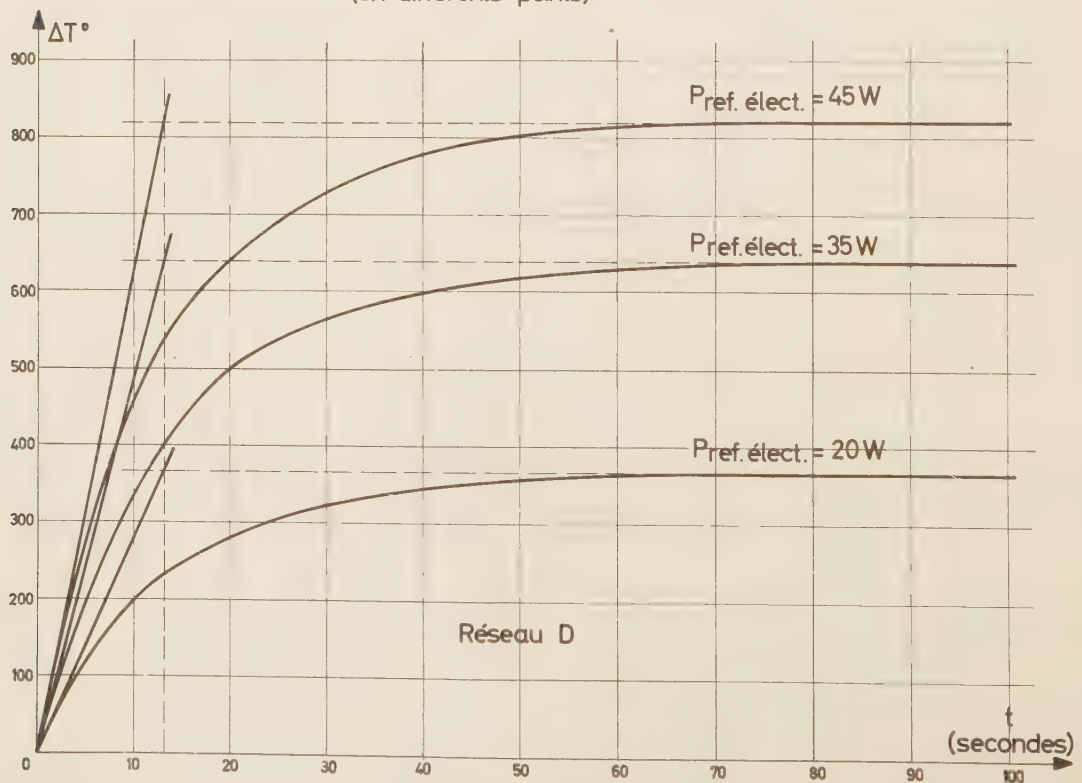


Fig. 31 - Variations de la température d'émetteur à l'ouverture du circuit électrique

en tous les points sauf au voisinage de $x = l$ où il reste à peu près constant. Il s'ensuit une montée en température qui se propage avec un certain retard vers l'intérieur de l'émetteur. Ce retard est évidemment dû à l'inertie thermique (réseaux B et C).

d) 0,1 sec. < t < 100 secondes :

Pour une valeur du temps d'environ 0,1 seconde, le flux passe par un maximum sauf aux points voisins de l (réseau A). Il devient alors une fonction linéaire de l'abscisse du point considéré : ceci signifie que la quantité de chaleur, emmagasinée est identique en chaque élément de volume de l'émetteur. On retrouve sur le réseau B que l'écart relatif de température d'un point à un autre devient négligeable devant l'élévation de température.

Le flux "réfléchi" décroît régulièrement en restant fonction linéaire de l'abscisse, puis s'annule en fin de régime transitoire.

On observe un accroissement de température d'allure exponentielle classique en thermique.

Cet accroissement de température étant le même en tous les points de la plaque, il est régi par l'équation différentielle du premier ordre :

$$\rho c l \frac{\partial \Delta T}{\partial t} + k \Delta T = P_{ref.} \quad (\Delta T \text{ indépendant de l'abscisse } x) \text{ écrite en}$$

remarquant que le flux coupé $P_{ref.}$ est la somme de la puissance emmagasinée dans l'épaisseur de la plaque et de l'accroissement de rayonnement. La solution de cette équation est :

$$\Delta T = \frac{P_{ref.}}{k} \left[1 - \exp \left(- \frac{t}{\tau} \right) \right]$$

avec

$$\tau = \frac{\rho l c}{k}$$

Numériquement, on trouve une constante de temps $\tau \neq 13,1$ secondes.

soit :

$$\Delta T = \frac{P_{ref.}}{k} \left[1 - \exp \left(- \frac{t}{13,1} \right) \right]$$

On retrouve graphiquement ce résultat. L'approximation exponentielle est d'autant meilleure que le temps s'écoule. Au voisinage d'une seconde la précision est de l'ordre de 1%

Le phénomène transitoire est mathématiquement représenté par une série; mais très rapidement, le premier terme de la série devient prépondérant.

Dans le cas étudié ici, les premières valeurs de ω_n sont

$$\omega_1 = 0,635 \dots, \quad \omega_2 = 15,7 \dots, \quad \omega_3 = 31,4 \dots$$

Il leur correspond différentes constantes de temps τ_n . Numériquement, $\tau_1 = \frac{a}{\omega_1^2}$ est égal à 13 secondes. On retrouve donc théoriquement ce qu'on avait constaté graphiquement et établi par un raisonnement physique élémentaire.

6°) Etude de la constante de temps

Pratiquement, on ne s'intéressera qu'à la seconde partie du phénomène. La valeur de la constante de temps de l'émetteur est alors donné par l'expression simple :

$$\tau = \frac{\rho l c}{k}$$

On remarque qu'elle est indépendante du flux coupé à l'ouverture du circuit. C'est, en réalité, une conséquence des hypothèses initiales. On a supposé les accroissements de rayonnement proportionnels aux variations de température. Dans l'expression de l'écart de température $\Delta T(x, t)$ la valeur du flux coupé $P_{ref.}$ est donc un terme multiplicatif commun à tous les termes de la série.

Pour un convertisseur donné, cette constante de temps est inversement proportionnelle au coefficient d'échange k . Le phénomène transitoire est d'autant plus bref que la température initiale T_o d'émetteur est importante. Résultat mis en évidence sur la fig. (32) : pour un même flux coupé de 35 watts/cm², on a pris successivement :

$$T_o = 1\ 700 - 1\ 800 - 1\ 900 - 2\ 000 \text{ et } 2\ 100^\circ \text{ K.}$$

Ce sont les températures extrêmes de fonctionnement des convertisseurs actuels. De 1 700 °K à 2 100 ° K, la constante de temps varie de 11 à 21 secondes. C'est, en fait, une gamme de variation peu étendue.

7°) Retour sur les hypothèses

Dans les hypothèses de calcul, on suppose l'accroissement de puissance rayonnée proportionnel à la variation de température. Pour que la constante de temps ne soit pas érronée par cette approximation, il faut que la variation de température reste petite ; il faut donc que le flux coupé soit faible. Ce n'est généralement pas le cas. Le coefficient d'échange k à la surface de l'émetteur est minoré, on obtient ici une limite supérieure théorique de la valeur de la constante de temps.

De même, les pertes par conduction de l'émetteur sont négligées. Elles représentent environ 10% de la puissance totale injectée dans l'émetteur. Il est possible d'en tenir compte pour calculer les écarts statiques entre l'équilibre initial et l'équilibre final (voir paragraphe

suivant). Mais en régime transitoire, le problème devient inextricable puisque la propagation des pertes par conduction est parallèle aux faces de l'émetteur.

Rappelons que l'on a surtout cherché à obtenir des ordres de grandeurs....

8°) Variation totale des températures à l'ouverture du circuit

La variation totale de la température d'émetteur est telle que le flux coupé soit évacué par l'accroissement de rayonnement et de conduction. Sa valeur est facilement calculée sans faire les hypothèses simplificatrices de ce chapitre.

Ce calcul a été fait dans l'étude analogique citée en annexe. Disons simplement que pour une température initiale de $2\,000^{\circ}\text{K}$ et un refroidissement électronique de 28 watts, l'ouverture du circuit provoquerait une variation de 350° . Il y a tout lieu de penser que le convertisseur serait détérioré.

9°) Conclusions de l'étude théorique de l'ouverture du circuit électrique

L'ouverture du circuit électrique provoque une discontinuité brutale dans la répartition du flux thermique d'émetteur. Il en résulte une variation de température importante et incompatible avec la technologie des émetteurs. Il est donc nécessaire de prévoir la rapidité de cette élévation de température.

L'allure du phénomène dépend essentiellement de la valeur du temps considéré. Comme dans la plupart des phénomènes thermiques transitoires, on peut distinguer deux intervalles de temps : le premier caractérisé par le fait que la perturbation est localisée sur la surface extérieure ; elle apporte une dissymétrie passagère. Le second conduit au nouveau régime permanent avec une montée de température d'allure exponentielle caractérisée par une constante de temps.

Remarque :

Il n'était pas évident a priori que le premier intervalle de temps soit négligeable. Les calculs ont été refaits pour un émetteur d'épaisseur 2cm. La répartition de flux ne devient linéaire qu'après 10 secondes (fig. 33, 34). L'étude analogique d'un convertisseur à chauffage nucléaire montrera également que le phénomène se propage dans le combustible avec un retard important (fig. 55).

DIODE LABORATOIRE _ CALCUL THEORIQUE

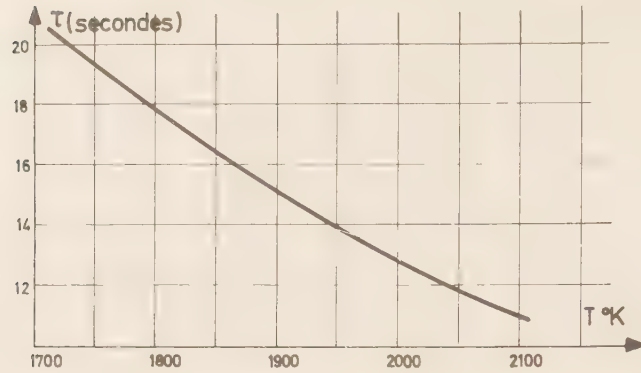


Fig. 32 _ Valeurs de la constante de temps pour différentes températures initiales

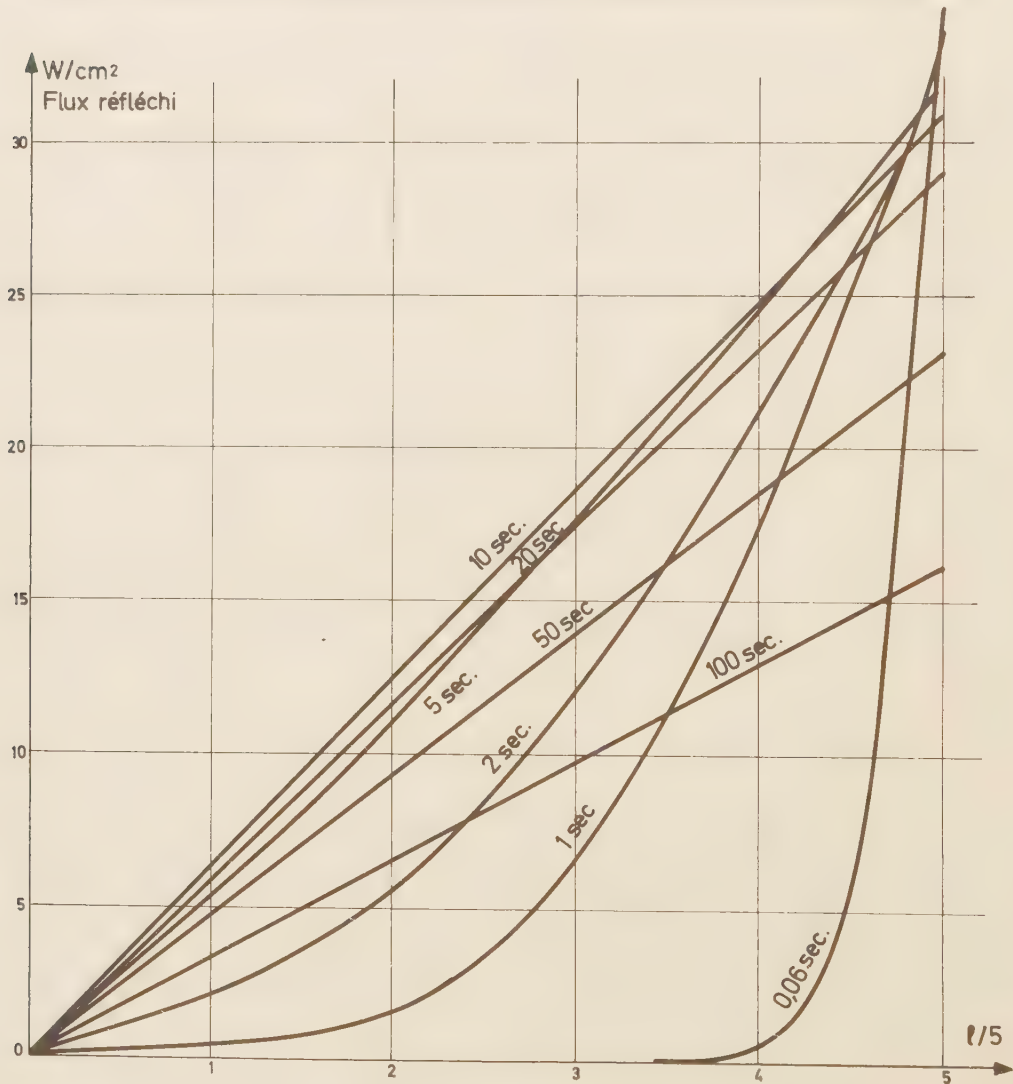


Fig. 33 _ Flux réfléchi dans l'émetteur _ Ouverture du circuit
Refroidissement électronique coupé : $P_{ref} = 35 \text{ W}$ _ Epaisseur: $l = 2 \text{ cm}$

DIODE LABORATOIRE - CALCULS THEORIQUES

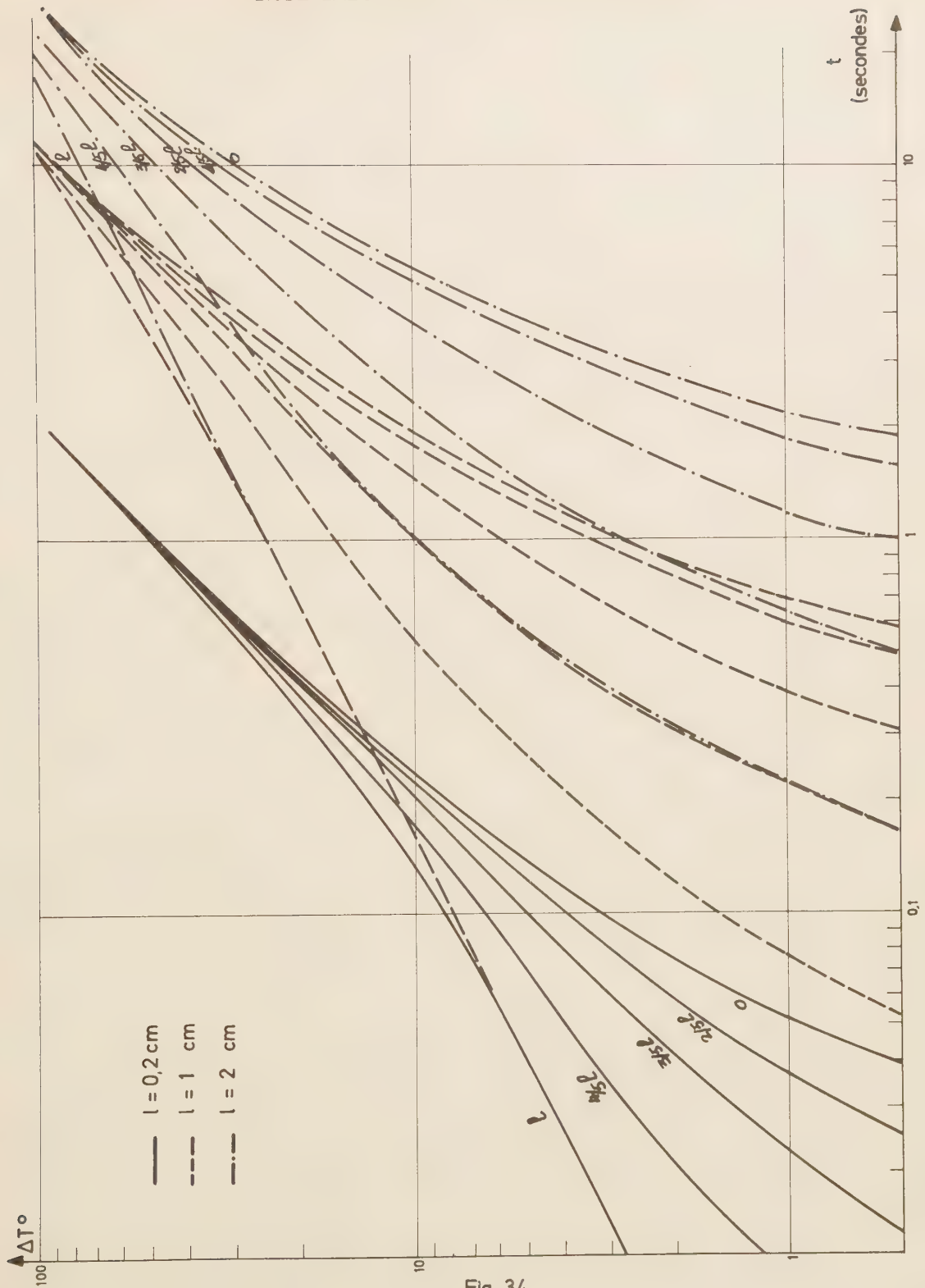


Fig. 34 -

III. III ETUDE EXPERIMENTALE DE L'OUVERTURE DU CIRCUIT ELECTRIQUE D'UN CONVERTISSEUR DE LABORATOIRE

1°) Introduction

Les températures de fonctionnement de l'émetteur (environ 2 000°K) sont à la limite des possibilités technologiques compatibles avec une bonne durée de vie.

Afin d'éviter un dégazage et une évaporation intempestive des matériaux, il convient de ne pas surchauffer abusivement le convertisseur.

De plus, l'ouverture et la fermeture du circuit électrique provoquent de violents chocs thermiques. L'espace interélectrode étant de 0,2 mm, la moindre déformation mécanique engendre un court-circuit émetteur-collecteur.

C'est pour ces deux raisons que l'étude expérimentale ci-dessous est uniquement relative à de faibles puissances injectées.

2°) Amplitude totale de la variation de la température d'émetteur

A circuit électrique ouvert, la température d'équilibre est évidemment celle relative au courant nul. L'émetteur étant refroidi uniquement par rayonnement et par conduction, elle est directement liée à la puissance thermique injectée.

L'amplitude totale de la variation de température d'émetteur est indiquée sur les relevés statiques de la fig. (19) ; ce sont les courbes $I=f(T_e)$ - (courant débité en fonction de la température d'émetteur).

La variation de température dépend du point de fonctionnement choisi. Sur les relevés expérimentaux, elle ne dépasse jamais 200°. Elle serait beaucoup plus accentuée pour de fortes puissances injectées, puisqu'on remarque que la courbure des fonctions $I=f(T_e)$ devient plus importante dans cette région.

Exemple de variation

Soit le point B de la fig. (19) : il est défini par une puissance totale injectée de 900 watts, un courant débité de 135 ampères et une température d'émetteur de 2 000°K.

A circuit ouvert ($I=0$) et pour cette même température d'émetteur, la puissance injectée est de 600 watts. Le point B est donc caractérisé par un refroidissement électronique d'environ 300 watts.

A l'ouverture du circuit électrique, l'élévation de température est telle que ces 300 watts sont évacués par rayonnement et par conduction. L'accroissement de conduction représente environ 10% du total. C'est-à-dire que l'écart de température est en première approximation :

$$\Delta T \neq \frac{\Delta P}{k} \text{ avec } k \neq 4 \sigma \epsilon T_o^3$$

en adoptant pour T_o , la température de 2 000°K, $k=1,22 \cdot 10^{-2}$ et $\Delta T \neq \frac{-270}{1,22 \cdot 10^{-2}} \neq 220^\circ$.

C'est le point I=0 de la courbe à 900 watts.

3°) Variation de la température du collecteur

Le collecteur est chauffé par l'émetteur. En fonctionnement normal, il reçoit toute la puissance injectée diminuée de la puissance électrique utile et des pertes par conduction.

A l'ouverture du circuit, l'accroissement des pertes par conduction a sensiblement la valeur de la puissance électrique coupée.

Le collecteur est donc traversé par un flux thermique pratiquement identique à ce qu'il était avant l'ouverture du circuit. Sa température, qui n'est pas un paramètre critique, subit une variation toujours inférieure à 5%, (fig. 24). Elle peut donc être considérée comme constante vis à vis de celle de l'émetteur dont l'élévation est importante.

4°) Etude dynamique

Le convertisseur étant à un point de fonctionnement statique, on ouvre le circuit électrique et on enregistre les indications du thermocouple d'émetteur en fonction du temps. Les courbes observées ont l'allure exponentielle conforme à la théorie (fig. 35). Les constantes de temps à 63% ont été portées sur la fig. (36). Leurs valeurs sont plus faibles que ne le laissait prévoir l'étude théorique.

Mais il convient de noter que le coefficient d'échange k à la surface de l'émetteur varie fortement avec la température intermédiaire entre l'état initial et l'état final. Sur la fig. (36), on a tracé la courbe $T = f(T_m)$. T_m est définie par la relation :

$$T_m^4 = \frac{T_1^4 + T_2^4}{2}$$

T_m : température de rayonnement moyen

T_1 : température initiale

T_2 : température finale.

L'écart entre les points expérimentaux et la courbe théorique reste toujours inférieur à 25%.

Les pertes par conduction sont d'autant moins négligeables que la température initiale est faible, elles contribuent à augmenter la rapidité du régime transitoire. Il convient également de remarquer que la puissance de chauffage du filament diminue à l'ouverture du circuit électrique ; elle augmente donc également la rapidité du régime transitoire. Cet écart de 25% est admissible, surtout si l'on rappelle que l'uniformité de température n'est certainement pas réalisée à mieux de 40°.

DIODE LABORATOIRE _ COURBES EXPERIMENTALES

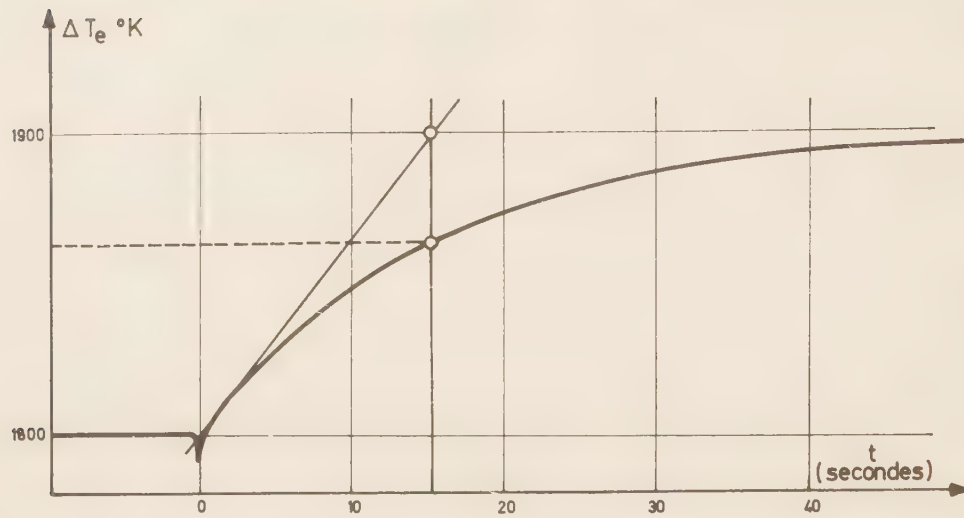


Fig.35 _ Ouverture du circuit électrique _ Evolution de la température d'émetteur

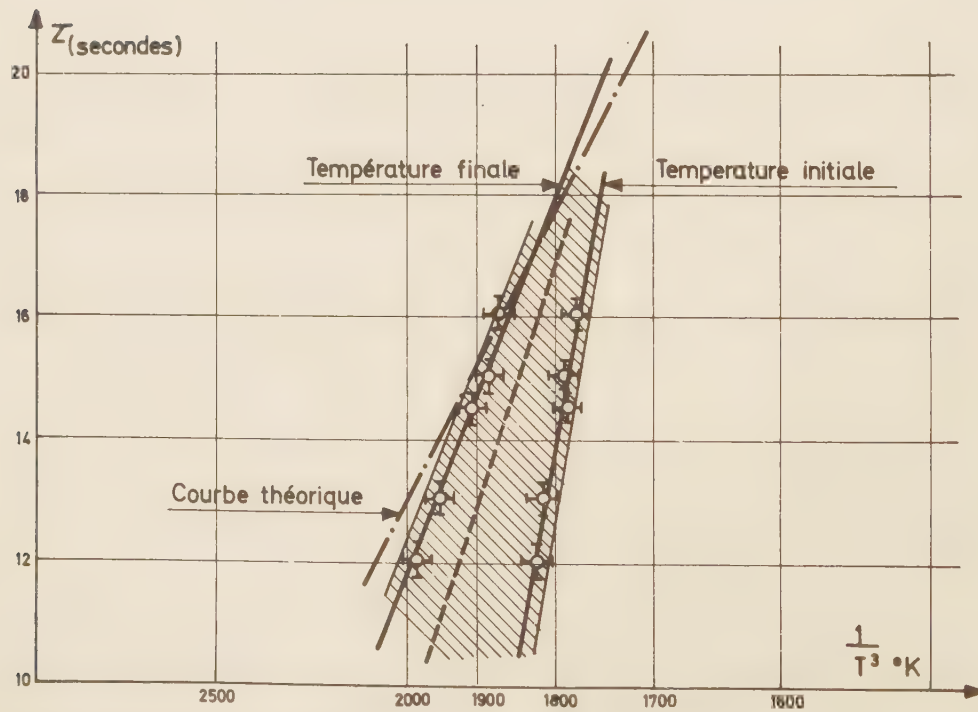


Fig.36 _ Ouverture du circuit électrique _ Etude de la constante de temps de l'émetteur

CHAPITRE IV

ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES PROVOQUES PAR LES VARIATIONS DE LA RESISTANCE DE CHARGE : INFLUENCE SUR LA TEMPERATURE DE L'EMETTEUR ET SUR LE COURANT ELECTRIQUE DEBITE

IV. I. GENERALITES

- 1°) Introduction
- 2°) Description qualitative du phénomène
- 3°) Plan du chapitre

IV. II. ETUDE THEORIQUE DE L'INFLUENCE DES VARIATIONS DE LA RESIS- TANCE DE CHARGE D'UN CONVERTISSEUR SIMPLIFIE DE LABORATOI- RE

- 1°) Hypothèses
- 2°) Loi de variation de la température de l'émetteur en fonction
du temps
- 3°) Loi de variation du courant en fonction du temps
- 4°) Conclusion de l'étude théorique

IV. III. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA VARIATION DE LA RESISTANCE DE CHARGE.

- 1°) Fermeture du circuit électrique
- 2°) Relevé continu des caractéristiques statiques
- 3°) Relevé des caractéristiques par balayage alternatif
- 4°) Conclusion de l'étude expérimentale.

CHAPITRE IV

ETUDE DE L'INFLUENCE DES VARIATIONS DE LA RESISTANCE DE CHARGE

IV. I. GENERALITES

1°) Introduction

La température du réservoir de césium et le circuit de refroidissement associé au collecteur sont fixes (II. V. 6 et 7).

Les caractéristiques statiques à puissance injectée constante sont la représentation graphique d'une relation implicite $f(I, T, R,)$ entre les valeurs du courant électrique débité, de la température à la surface de l'émetteur et de la résistance de charge.

Cette relation exprime la conservation de l'énergie à la surface de l'émetteur : la somme des pertes (conduction; rayonnement et refroidissement électronique) est constante et égale à la puissance thermique injectée.

Toute modification de la valeur de la résistance de charge provoque une variation du courant débité et de la température d'émetteur.

Cette dernière est liée à une inertie thermique ; donc les lois de variations seront fonctions du temps.

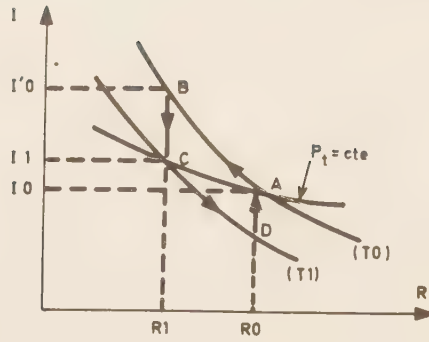
2°) Description qualitative du phénomène

a) Variations de charge en créneaux :

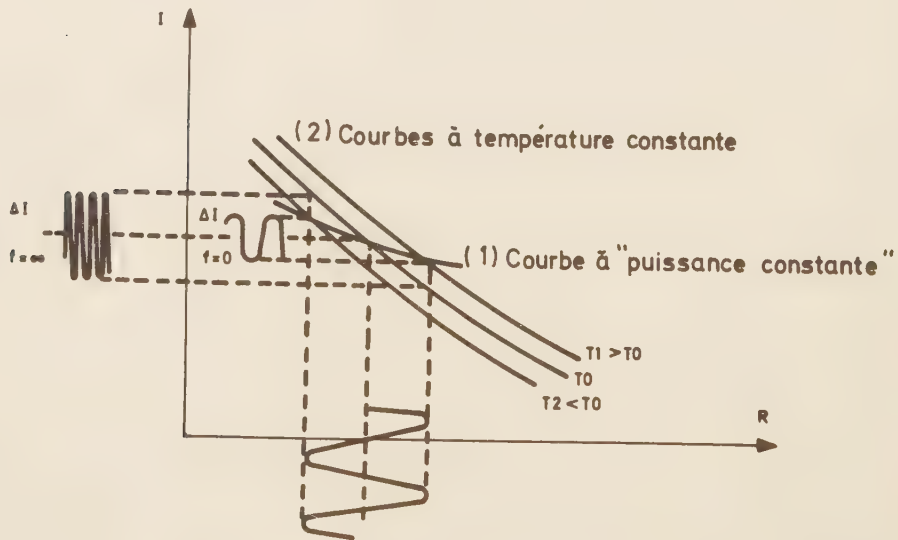
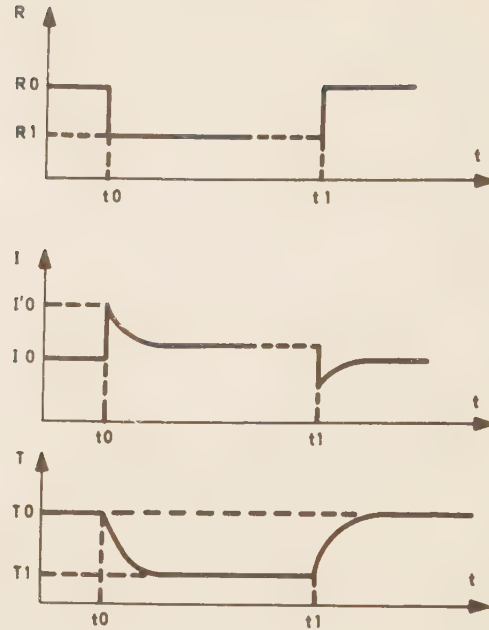
Considérons le graphique de la fig. (37). Il représente une caractéristique statique $I(R)$ à puissance thermique injectée constante. Au point $A(I_0, R_0)$, la température de l'émetteur est T_0 . Si l'on modifie brutalement la valeur de la résistance de charge de R_0 à R_1 le courant prend instantanément la valeur I'_0 (point B). La température est toujours T_0 ; c'est-à-dire que la puissance évacuée à la surface de l'émetteur est supérieure à la puissance injectée. L'équilibre statique n'est plus réalisé, le courant et la température évoluent vers un nouveau point d'équilibre statique $C(R_1, I_1, T_1)$. L'excès de puissance évacuée pendant le régime transitoire correspond évidemment à la diminution d'énergie emmagasinée dans le métal de l'émetteur.

Si l'on impose à nouveau la valeur de la résistance R_0 , le convertisseur décrira le cycle CDA.

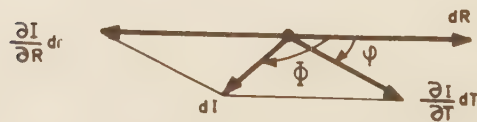
Sur cette même figure, on a porté les variations de la résistance, du courant et de la température en fonction du temps. Lorsque l'on modifie la résistance de charge, on observe un pic de courant suivi d'une variation lente due à la modification de température d'émetteur. On montrera, au paragraphe suivant (IV. II), que la mise en équation du phénomène conduit à un



Variations de charge en créneaux



Variations de charge sinusoïdale, influence de la fréquence



Construction vectorielle

Fig. 37_

système mathématique analogue à celui du chapitre précédent; le long de BC et DA, les variations de la température et du courant sont en première approximation, exponentielles.

b) Variations de charge sinusoïdales

Ces variations se prêtent difficilement à une vérification expérimentale ; cependant elles sont très utiles pour déterminer la fonction de transfert du convertisseur.

Autour du point de fonctionnement choisi, on effectue des variations sinusoïdales de la résistance de charge. Si ces variations sont très lentes, l'équilibre statique est pratiquement réalisé à tout instant : l'évolution du courant est représentée par la courbe (1) de la fig. (37). La température de l'émetteur suit les variations et le point figuratif reste sur la caractéristique à puissance injectée constante.

Pour des variations plus rapides de la résistance de charge, la température de l'émetteur n'a plus le temps d'évoluer et l'on tend vers une courbe à température constante, courbe II de la fig. (37).

Ces raisonnements simples permettent d'entrevoir que les variations de la température de l'émetteur et du courant électrique seront caractérisées par un affaiblissement et un déphasage.

3°) Plan de l'étude

On effectue successivement :

- l'étude théorique de l'influence des variations de charge d'un convertisseur simplifié de laboratoire (paragraphe IV. II).
- l'étude expérimentale et l'application aux modes de relevés de caractéristiques statiques (paragraphe IV. II).

IV. II. ETUDE THEORIQUE DE L'INFLUENCE DES VARIATIONS DE LA RESISTANCE DE CHARGE D'UN CONVERTISSEUR SIMPLIFIE DE LABORATOIRE

1°) Hypothèses

Les hypothèses relatives à la géométrie de l'émetteur sont celles du chapitre précédent.

La plaque reçoit sur la face (0) d'entrée un flux thermique incident constant. Ce flux se transmet par conduction vers la face (Γ) où il est évacué par rayonnement et par refroidissement électronique.

Autour de la valeur d'équilibre, on impose des variations de la résistance de charge qui sont fonctions du temps. On recherche les lois de variations de la température d'émetteur et du courant électrique débité en fonction du temps.

2°) Réponse de la température d'émetteur

A - Mise en équations :

On ne considère que les variations autour du point d'équilibre. C'est-à-dire que l'on pose :

$$\begin{cases} R(t) = R_0 + \Delta R(t) \\ T(x, t) = T_0(x) + \Delta T(x, t) = T(R) \end{cases}$$

On suppose les accroissements de rayonnement proportionnels à la variation de température au point $x = l$, en écrivant comme précédemment :

$$\Delta P_{\text{ray.}}(t) \neq 4 \sigma \epsilon T^3(l, 0) \Delta T(l, t) \neq k \Delta T(l, t)$$

la variation de refroidissement électronique est :

$$dP_{\text{ref.}} = \frac{\partial P_r}{\partial T} \Delta T(l, t) + \frac{\partial P_r}{\partial R} \Delta R(t)$$

$\frac{\partial P_r}{\partial T}$ et $\frac{\partial P_r}{\partial R}$ sont les dérivées partielles de la fonction $P_{\text{ref}} = P(T, R)$ au point d'équilibre considéré.

Le flux thermique incident étant constant, la condition aux limites de la face d'entrée (0) s'écrit :

$$-\lambda \frac{\partial \Delta T}{\partial x}(0, t) = 0$$

Le système à résoudre est donc :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Delta T}{\partial x^2}(x, t) = a \frac{\partial \Delta T}{\partial t}(x, t) \\ -\lambda \frac{\partial \Delta T}{\partial x}(0, t) = 0 \\ -\lambda \frac{\partial \Delta T}{\partial x}(l, t) = K \Delta T(l, t) + \frac{\partial P_r}{\partial R} \Delta R(t) \end{cases}$$

en posant $K = k + \frac{\partial P_r}{\partial T}$

B - Résolution du système d'équations

La résolution est simple en prenant les transformées de Laplace. Le système devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \mathcal{L}(\Delta T)}{\partial x^2} = as \mathcal{L}(\Delta T) \\ -\lambda \left(\frac{\partial \mathcal{L}(\Delta T)}{\partial x} \right)_{x=0} = 0 \\ -\lambda \left(\frac{\partial \mathcal{L}(\Delta T)}{\partial x} \right)_{x=l} = K \mathcal{L}(\Delta T)_{x=l} + \frac{\partial P_r}{\partial R} \mathcal{L}(\Delta R) \end{cases}$$

soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{L}(\Delta T) = A e^{\sqrt{as} x} + B e^{-\sqrt{as} x} \\ - \lambda \sqrt{as} (A - B) = 0 \\ - \lambda \sqrt{as} (A e^{\sqrt{as} p} - B e^{-\sqrt{as} p}) = K (A e^{\sqrt{as} p} + B e^{-\sqrt{as} p}) \\ + \frac{\partial P}{\partial R} \mathcal{L}(\Delta R) \end{array} \right.$$

d'où :

$$\mathcal{L}(\Delta T) = - \frac{\frac{\partial P}{\partial R} \mathcal{L}(\Delta R) \cdot \operatorname{ch} \sqrt{as} x}{\lambda \sqrt{as} \operatorname{sh} \sqrt{as} p + K \operatorname{ch} \sqrt{as} p}$$

et au point $x = p$

$$\mathcal{L}(\Delta T)_p = - \frac{\frac{\partial P}{\partial R} \mathcal{L}(\Delta R) \cdot \operatorname{ch} \sqrt{as} p}{\lambda \sqrt{as} \operatorname{sh} \sqrt{as} p + K \operatorname{ch} \sqrt{as} p}$$

si, l'on pose $\sqrt{as} p = iy$, l'expression devient :

$$\mathcal{L}(\Delta T)_p = - \frac{\frac{\partial P}{\partial R} \mathcal{L}(\Delta R) \cdot p \cos y}{\lambda y \sin y + K p \cos y}$$

c'est-à-dire en inversant :

$$(\Delta T)_p = \sum \text{résidus de } e^{-\frac{y^2}{a p^2} \cdot t} \cdot \frac{\partial P}{\partial R} \cdot \frac{p}{\lambda y \operatorname{tg} y - K p} \cdot \mathcal{L}(\Delta R)$$

Ceci suppose que les conditions du Lemme de Jordan sont réalisées : ce qui revient à dire que la contribution du cercle à l'infini renfermant le contour de Bromwich est nulle.

Remarque :

a) les pôles de la fonction $\frac{p}{\lambda y \operatorname{tg} y - K p}$ sont définis par $y \operatorname{tg} y = \frac{K p}{\lambda}$. Cesont évidemment les pôles trouvés au chapitre précédent. Ils sont liés à la forme de l'équation aux dérivées partielles. De plus, l'ouverture du circuit électrique n'est qu'une variation particulière de la résistance de charge.

b) Si l'on impose à la résistance des variations périodiques, les réponses en courant et en température finiront par être également périodiques. Ceci signifie que ces pôles auront une influence négligeable pourvu que l'on considère une valeur du temps t beaucoup plus grande que $t_1 = \frac{a p^2}{y_1^2}$. Seuls les pôles de la fonction $\mathcal{L}(\Delta R)$ auront alors une influence.

Dans le paragraphe suivant, on étudiera le cas des variations sinusoïdales de la résistance de charge.

C - Variations sinusoïdales de la résistance de charge :

On suppose les variations de la résistance de charge de la forme :

$$\Delta R_t = \Delta R \sin \omega t \quad \rightarrow \quad \mathcal{L}(\Delta R_t) = \frac{\omega \Delta R}{s^2 + \omega^2}$$

Les pôles de la fonction $\mathcal{L}(\Delta R_t)$ sont imaginaires conjugués donc $\Delta T_e = \Sigma \text{résidus } e^{st} \mathcal{L}(\Delta T) = 2 \mathcal{R}.$ résidus de $e^{st} \mathcal{L}(\Delta T)$ pour $s = j \omega$ $\mathcal{R}$ désignant la partie réelle de l'expression. [18]

$$\frac{\Delta T_e(t)}{\mathcal{P} \cdot \frac{\partial P}{\partial R} \cdot \Delta R} = 2 \mathcal{R} \frac{e^{j \omega t} \cdot \omega}{2 j \cdot \omega} \cdot \frac{\text{ch } a (1+j)}{\lambda a (1+j) \text{ sh } a (1+j) + K \mathcal{P} \text{ ch } a (1+j)}$$

$$\text{avec : } a = \sqrt{\frac{a \omega}{2}} \cdot \mathcal{P}$$

Après un calcul long mais sans difficultés, on trouve :

$$\frac{\Delta T_e(t)}{\mathcal{P} \cdot \frac{\partial P}{\partial R} \cdot \Delta R} = A \sin(\omega t - \varphi)$$

$$\text{avec : } A^2 = \frac{\text{sh}^2 a \cdot \sin^2 a + \text{ch}^2 a \cdot \cos^2 a}{2 \lambda^2 a^2 (\text{sh}^2 a \cdot \cos^2 a + \text{ch}^2 a \cdot \sin^2 a) + K^2 \mathcal{P}^2 (\text{ch}^2 a \cdot \cos^2 a + \text{sh}^2 a \cdot \sin^2 a)} + 2 \lambda a K \mathcal{P} (\text{ch } a \text{ sh } a - \sin a \cos a)$$

$$\text{tg } \varphi = \frac{\lambda a (\text{ch } a \cdot \text{sh } a + \cos a \cdot \sin a)}{\lambda a (\text{sh } a \text{ ch } a - \sin a \cdot \cos a) + K \mathcal{P} (\text{sh}^2 a \cdot \sin^2 a + \text{ch}^2 a \cdot \cos^2 a)}$$

Remarque :

Lorsque la fréquence des variations tend vers 0,

$$A^2 \text{ tend vers } A_0^2 = \frac{1}{K^2 \mathcal{P}^2} \quad \text{et } \text{tg } \varphi \text{ vers } \text{tg } \varphi_0 = 0$$

soit :

$$\Delta T_{\mathcal{P}} = \frac{- \frac{\partial P}{\partial R} \cdot \Delta R}{K}$$

or

$$K = \frac{\partial P}{\partial T} + k$$

soit :

$$k \Delta T = - \frac{\partial P}{\partial R} \Delta R - \frac{\partial P}{\partial T} \Delta T$$

Si l'on note que $\frac{\partial P}{\partial R}$ est négatif, le deuxième membre représente la variation de refroidissement électronique. Cette relation exprime donc que l'accroissement de refroidissement est compensé par la diminution de rayonnement.

Simplification :

Si l'on suppose a petit, les expressions de A^2 et $\text{tg } \varphi$ se simplifient considérablement. Cette hypothèse sera justifiée au chapitre V. En effet :

$$A^2 \neq \frac{1 + \frac{a^4}{2}}{2 \lambda^2 a^2 (a^2 + a^2) + K^2 \ell^2 (1 + \frac{a^4}{2}) + \frac{8}{3} \lambda K \ell a^4}$$

puisque : $4 \lambda^2 \gg K \ell \left(\frac{K \ell}{2} + \frac{8}{3} \lambda \right)$

$$\neq \frac{1}{K^2 \ell^2 + 4 \lambda^2 a^4} \text{ soit numériquement : } 1,8 \gg 0,06$$

C'est à dire :

$$(\Delta T)^2 \neq \left(\frac{\Delta R \cdot \frac{\partial P}{\partial R}}{K} \right)^2 \times \frac{1}{1 + \frac{4 \lambda^2 a^4}{K^2 \ell^2}}$$

$$\text{or } a^4 = \frac{a^2 \omega^2 \ell^4}{4}$$

$$\text{et } a = \frac{\rho c}{\lambda}$$

soit :

$$\Delta T^2 \neq (\Delta T_o)^2 \times \frac{1}{1 + \tau^2 \omega^2}$$

En posant ΔT_o = limite de l'amplitude de variation de température lorsque la fréquence tend vers 0 et

$$\tau = \frac{\rho \ell c}{K}$$

de même :

$$\text{tg } \varphi \neq \frac{2 \lambda a^2}{K \ell}$$

soit :

$$\text{tg } \varphi \neq \tau \omega$$

Ces deux expressions simplifiées de ΔT et $\text{tg } \varphi$ forment la solution d'une équation différentielle du premier ordre analogue à celle établie au chapitre précédent.

$$\rho \ell c \cdot \frac{d \Delta T}{dt} + K \Delta T \neq \frac{\partial P}{\partial R} \cdot \Delta R \cdot \sin \omega t$$

K désignant le coefficient d'échange à la surface de l'émetteur et la constante de temps τ est :

$$\tau \neq \frac{\rho \ell c}{K}$$

En effet, supposer a petit revient à dire que la plaque est d'épaisseur suffisamment faible pour que les variations de température soient identiques en tous les points. L'équation différentielle ci-dessus est l'écriture de la conservation de l'énergie dans cette hypothèse simplificatrice.

Remarquons que $K = k + \frac{\partial P_r}{\partial T}$, ce qui signifie que la constante de temps est sensiblement plus faible qu'à l'ouverture du circuit électrique. On peut calculer facilement la variation du courant.

3°) Loi de variation du courant débité

Le courant I débité par le convertisseur est fonction de la résistance de charge R et de la température T à la surface de l'émetteur.

Autour d'un point d'équilibre, on écrit :

$$dI = \frac{\partial I}{\partial T} \cdot dT + \frac{\partial I}{\partial R} \cdot dR$$

$\frac{\partial I}{\partial T}$ et $\frac{\partial I}{\partial R}$ étant les dérivés de la fonction I (T,R) autour du point considéré.

$$\text{Or } dR = \Delta R \sin \omega t$$

$$\text{et } dT \text{ est de forme } dT \neq A \sin (\omega t - \varphi)$$

avec

$$A \neq \frac{A_o}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega^2}}$$

$$\text{et } \operatorname{tg} \varphi \neq \tau \omega$$

$$\text{donc : } dI = \frac{\partial I}{\partial T} \cdot A_o \cdot \frac{\Delta R}{1 + \tau^2 \omega^2} \sin (\omega t - \varphi) + \frac{\partial I}{\partial R} \cdot \Delta R \cdot \sin \omega t$$

ou encore :

$$dI = Z \cdot \Delta R \cdot \sin (\omega t - \phi)$$

$$\text{avec : } Z^2 \neq \left(\frac{\Delta I}{\Delta R} \right)^2 \neq \frac{1}{1 + \tau^2 \omega^2} \left[\left(\frac{\partial I}{\partial T} \cdot A_o + \frac{\partial I}{\partial R} \right)^2 + \left(\frac{\partial I}{\partial R} \right)^2 \tau^2 \omega^2 \right]$$

et

$$\operatorname{tg} \phi \neq \frac{\frac{\partial I}{\partial T} \cdot A_o \cdot \tau \omega}{\frac{\partial I}{\partial T} \cdot A_o + \frac{\partial I}{\partial R} (1 + \tau^2 \omega^2)}$$

$$\text{or pour } \omega = 0 \quad Z^2 = Z_o^2 = \left(\frac{\partial I}{\partial T} A_o + \frac{\partial I}{\partial R} \right)^2$$

$$\text{et pour } \omega = \infty \quad Z^2 = Z_\infty^2 = \left(\frac{\partial I}{\partial R} \right)^2$$

$\omega = \infty$ est évidemment une écriture incorrecte puisqu'on a supposé ω petit. Mais la suite de l'étude montre que l'expression de Z croît très vite et atteint rapidement sa valeur limite.

$$\text{donc } Z^2 = \frac{Z_o^2 + Z_\infty^2 x^2}{1 + x^2} \quad \text{avec } x = \tau \omega = f/f_c$$

et au signe près :

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{x}{1 - \frac{Z_\infty}{Z_o} (1 + x^2)} = \frac{(Z_\infty - Z_o) x}{Z_o + Z_\infty x^2}$$

Influence de la fréquence

Sur la figure (38), on a porté les courbes Z/Z_0 et ϕ en fonction de $x = \tau \omega = f/f_c$.

La fonction $\text{tg } \phi$ passe par un extremum pour :

$$x_{\text{ext}}^2 = \frac{Z_0}{Z_{\infty}}$$

Sa valeur est alors :

$$\text{tg } \phi_{\text{ext}} = \frac{Z_{\infty} - Z_0}{2 \sqrt{Z_0 \cdot Z_{\infty}}}$$

Il lui correspond une impédance définie par :

$$Z_{\text{ext}}^2 = Z_0 \cdot Z_{\infty}$$

Le déphasage réel du courant par rapport aux variations de résistance est $-(\pi - |\phi|)$ comme l'indique le graphique vectoriel (fig. 37).

L'examen des courbes Z/Z_0 montre qu'à partir de $x = 10$, l'impédance Z_{∞} est pratiquement atteinte. Cette remarque justifie les relevés par balayage alternatif dont il sera question ultérieurement.

Remarque :

A la fréquence de coupure f_c correspond une impédance Z_c et un déphasage ϕ_c :

$$Z_c^2 = \frac{Z_0^2 + Z_{\infty}^2}{2} \quad \text{et} \quad \text{tg } |\phi_c| = \frac{Z_{\infty} - Z_0}{Z_{\infty} + Z_0}$$

4°) Conclusion de l'étude théorique

Cette étude théorique confirme la description qualitative énoncée au paragraphe IV.I. 2). On verra ultérieurement que les résultats expérimentaux et analogiques sont identiques. Ceci permettra en particulier de préciser les différents modes de relevés des caractéristiques du convertisseur par variation de la résistance de charge.

IV.III. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA VARIATION DE LA RESISTANCE DE CHARGE

L'examen des relevés statiques montre que la résistance de charge est toujours inférieure à $50 \text{ m } \Omega$ dans la partie utile des caractéristiques. L'optimum de puissance est obtenu pour une valeur comprise entre 5 et $10 \text{ m } \Omega$. (100 à $200 \text{ m } \Omega$ par cm^2 de surface d'émetteur). Il est donc nécessaire de réduire les résistances de contact. L'expérience prouve qu'il est difficile d'imposer une résistance de charge inférieure à $5 \text{ m } \Omega$ sans employer une contre-tension. (C'est une des raisons pour lesquelles l'utilisation industrielle de la conversion thermoionique nécessite le couplage série de plusieurs convertisseurs).

La plus grande variation de charge réalisable est la fermeture du circuit électrique.

1°) Fermeture du circuit électrique

L'étude a été effectuée pour les puissances de bombardement suivantes :

$$P_{\text{bomb}} = 400 - 450 - 525 - 580 - 630 \text{ watts.}$$

Le circuit électrique ayant été préalablement ouvert (résistance de charge infinie, refroidissement électronique nul), le convertisseur est en équilibre statique. La valeur de la température de l'émetteur est celle des relevés statiques.

Au temps $t=0$, on ferme brutalement le circuit électrique sur une charge de valeur $5 \text{ m } \Omega$ voisine de l'optimum. On observe les variations du courant.

La valeur initiale du courant est celle relative à la température T_0 qu'avait l'émetteur en circuit ouvert. L'équilibre statique de l'émetteur n'étant plus réalisé, sa température et le courant électrique diminuent suivant une loi d'allure exponentielle. L'enregistrement du courant permet de déterminer la valeur de la constante de temps.

On trouve $\tau = 8 \pm 1$ secondes.

Le phénomène est évidemment plus rapide qu'à l'ouverture du circuit (chapitre précédent) puisque le coefficient d'échange de l'émetteur est plus important. Nous reviendrons sur cette valeur expérimentale dans le chapitre suivant (paragraphe VI, III, 2.).

Les valeurs initiales et finales du courant ont été portées sur le graphique (39). On y a également représenté les valeurs déduites des caractéristiques statiques. L'écart entre ces deux séries de résultats est principalement dû à la variation de température du collecteur.

A la fermeture du circuit, la température du collecteur a une valeur inférieure à celle qu'elle aurait en régime statique pour une même température d'émetteur et une même résistance de charge. (fig. 24).

Le recouvrement de césium du collecteur et le rendement du convertisseur sont donc légèrement différents. Après la fermeture du circuit, le collecteur se réchauffe, sa température croît lentement jusqu'au nouveau point d'équilibre statique. On constate expérimentalement que le régime transitoire de l'émetteur est, en effet, suivi d'une dérive d'une dizaine de minutes. Le courant évolue alors vers la valeur déduite des caractéristiques statiques.

Ce régime transitoire du collecteur apporte donc une restriction à la validité de l'étude théorique. L'écart entre les résultats est d'autant plus grand que les variations de résistance sont importantes.

DIODE LABORATOIRE - CALCULS THEORIQUES

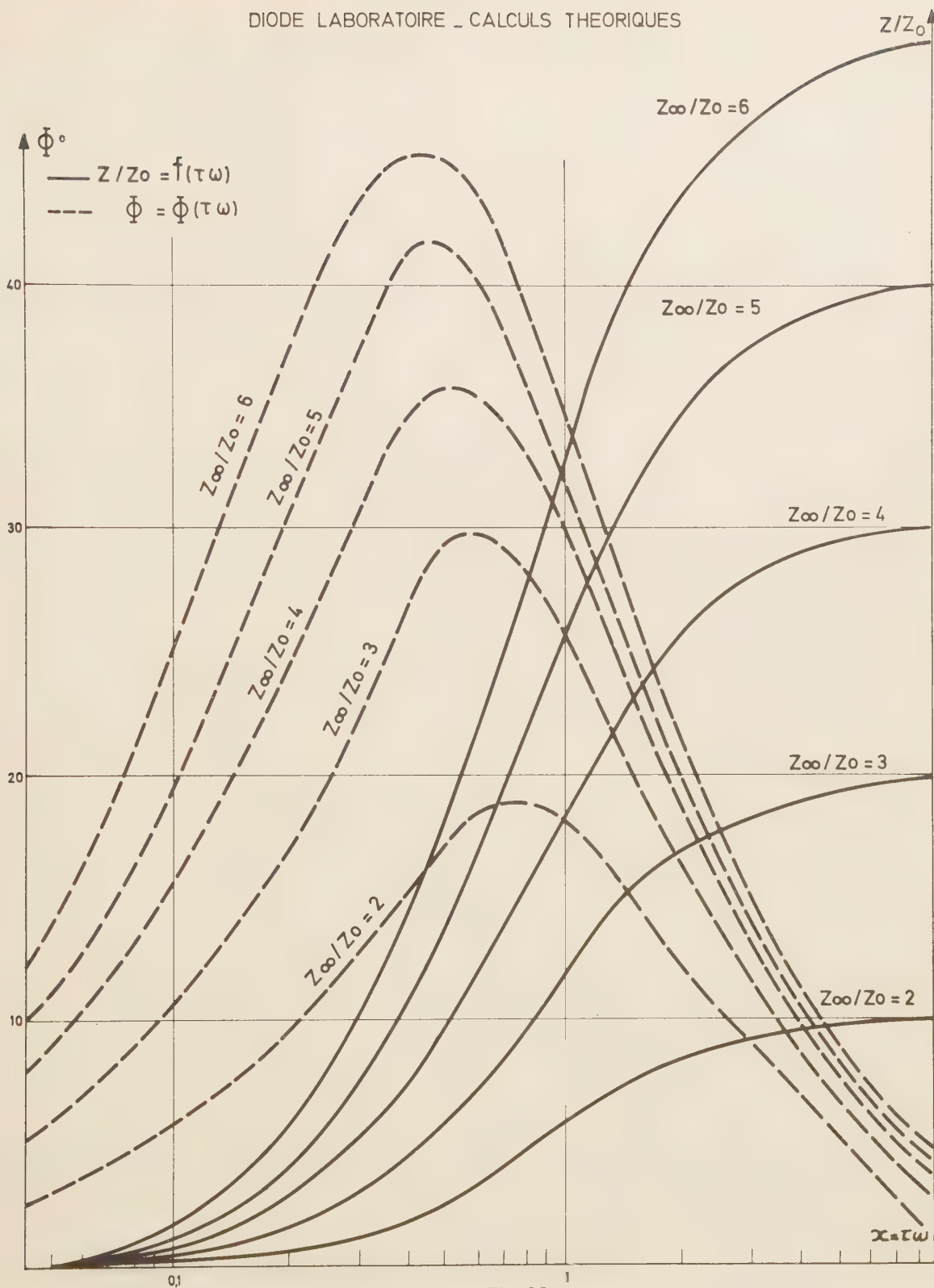


Fig. 38 -

DIODE LABORATOIRE _ COURBES EXPERIMENTALES

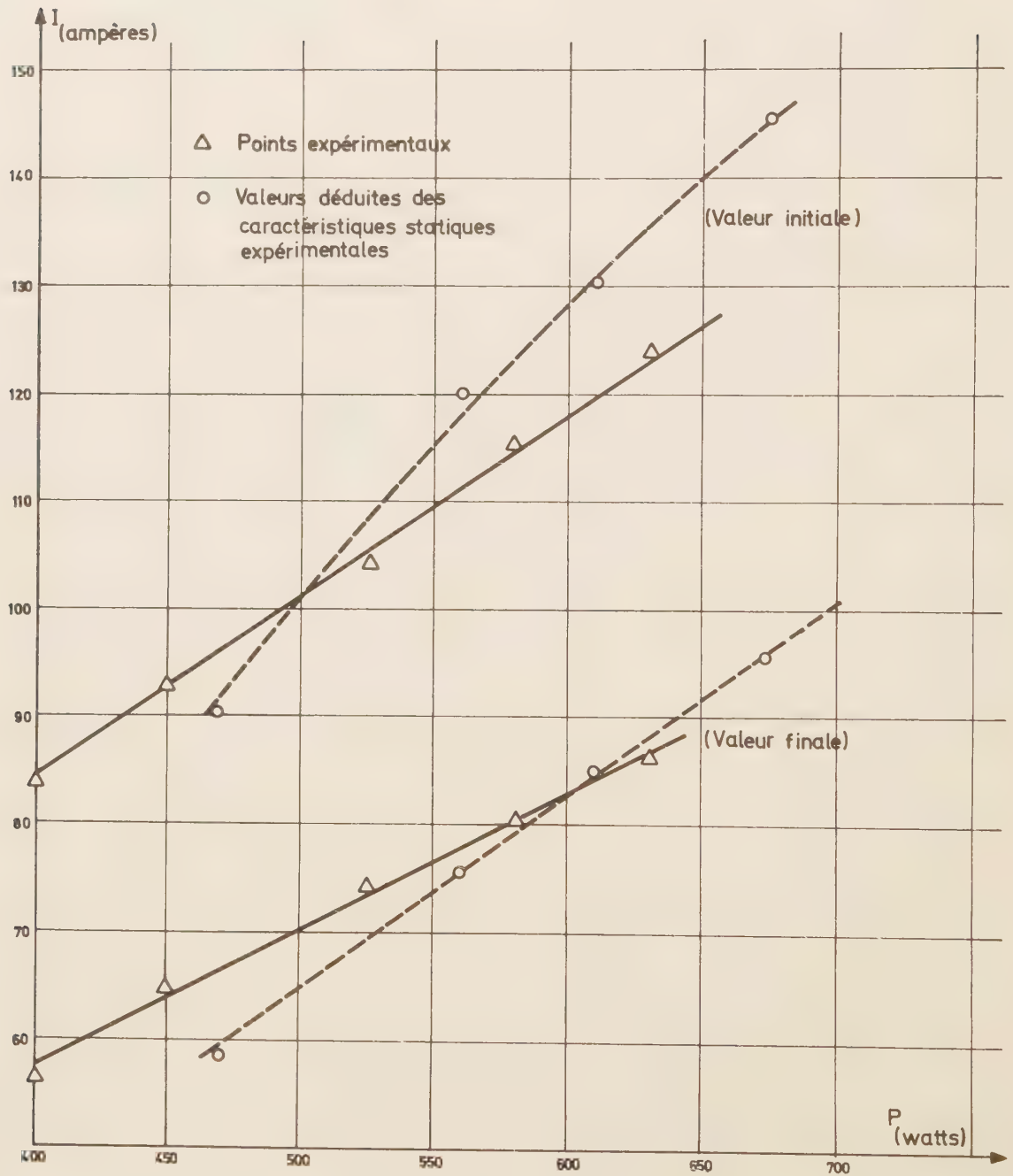


Fig.39 _ Fermeture du circuit électrique $I_a = f(P_{\text{bomb.}})$

Mais ce phénomène est beaucoup plus lent que le régime transitoire de l'émetteur. S'il intervient dans les relevés continus du paragraphe suivant, il est totalement négligeable pour des variations de résistance sinusoïdales à 50 Hz, obtenues par balayage alternatif.

2°) Relevé continu des caractéristiques statiques

Le relevé point par point des caractéristiques statiques d'un convertisseur est un long travail. Enthousiasmant pour celui qui l'exécute pour la première fois, cet exercice devient fort ennuyeux lorsqu'il s'agit d'étudier les performances de dizaines de convertisseurs. Il est nécessaire d'envisager un relevé automatique des caractéristiques : l'esprit libre, l'expérimentateur aura le temps nécessaire pour analyser les résultats.

Le premier pas vers cet automatisme consiste à motoriser le rhéostat d'excitation de la génératrice placée aux bornes du convertisseur (paragraphe II, IV.).

En supposant que la variation de la résistance de charge ainsi obtenue soit une fonction linéaire du temps, elle est de la forme

$$\Delta R = a t$$

a étant un coefficient exprimé en $m \Omega / \text{seconde}$.

L'évolution du courant est la solution de l'équation différentielle :

$$\tau \frac{d \Delta I}{dt} + \Delta I = \frac{a}{K} t$$

avec τ : constante de temps du convertisseur

I/K : rapport de l'accroissement de courant et de résistance. La solution de cette équation est :

$$\Delta I(t) = \frac{a}{K} t - \frac{a \tau}{K} (1 - e^{-t/\tau})$$

le terme at/K représente l'équilibre statique à tout moment. Le terme $\frac{a}{K} (1 - e^{-t/\tau})$ constitue "l'erreur de trainage" : le décalage en courant de la courbe théorique et de la courbe relevée est donc $\epsilon = \frac{a}{K} \cdot \tau$

On peut en déduire la vitesse maximum des variations de résistance pour que ce décalage soit inférieur à X %.

Numériquement :

Sur la fig. (15) des relevés statiques, on prend le cas extrêmes des forts courants. $1/K = 40 \text{ amp}/m \Omega$; on majore la constante de temps en prenant $\tau = 10$ secondes.

Si l'on tolère une erreur de 5/100, l'écart de courant doit être inférieur à 10 ampères.

$$\text{donc : } a < \frac{10}{40 \times 10} = \frac{1}{40} \text{ m } \Omega / \text{sec}$$

Pour décrire la caractéristique (de 0 à 80 m Ω), il faudra donc environ 32 minutes.

Relevés expérimentaux

Les enregistrements continus ont été effectués en 30 minutes du circuit ouvert au court-circuit.

Suivant la valeur de la pression de césium, on distingue deux types de résultats.

a) Pression de césium voisine de l'optimum

L'optimum de césium est obtenu pour une température de réservoir de l'ordre de 295° C.

Le tracé des courbes I(V) sur un enregistreur XY met en évidence une hystérésis entre les courbes d'aller et de retour, fig. (40).

L'écart est d'autant plus accentué que la puissance injectée est importante. Pour une puissance de bombardement de 1 000 W, il atteint 15% de la valeur du courant électrique.

Si l'on arrête le déroulement des variations, on constate que le point figuratif rejoint la courbe statique en quelques minutes : ceci permet de supposer que cet écart est principalement dû à la modification de température du collecteur. Il se manifeste surtout pour les intensités supérieures à l'optimum : c'est en effet la région de fonctionnement du convertisseur où les variations de la température du collecteur sont les plus grandes (fig. 24).

En adoptant comme caractéristique statique la courbe moyenne, on commet un erreur systématique toujours inférieure à 5%.

Si la pression de césium est supérieure à celle de l'optimum, les résultats sont qualitativement identiques à ceux de l'optimum.

b) Pression de césium inférieure à l'optimum

Les résultats présentés sur la fig. (41) sont relatifs à une température de césium de 250°C. On constate qu'ils dépendent essentiellement du sens dans lequel on décrit les caractéristiques. Cette anomalie est liée à l'allumage et à l'extinction du régime d'arc.

L'équilibre du convertisseur est instable. Cette région de fonctionnement ne semble pas avoir d'intérêt industriel. Notons simplement qu'elle risque de poser des problè-

DIODE LABORATOIRE _ COURBES EXPERIMENTALES

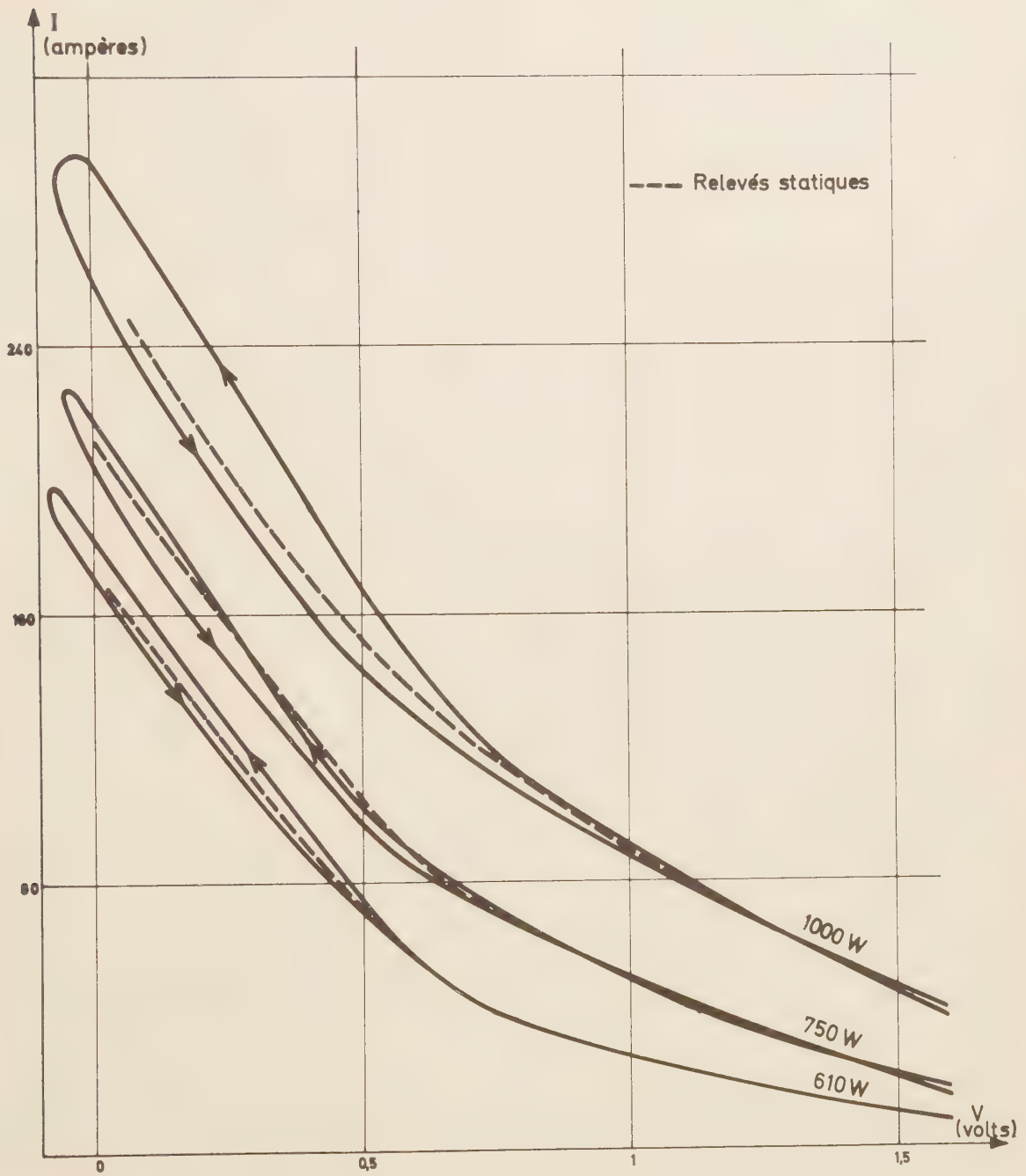


Fig.40 _ Enregistrement $I(V)$.Variations continues

T_{CS} # optimum - Temps d'exploration 30 minutes.

DIODE LABORATOIRE _ COURBES EXPERIMENTALES

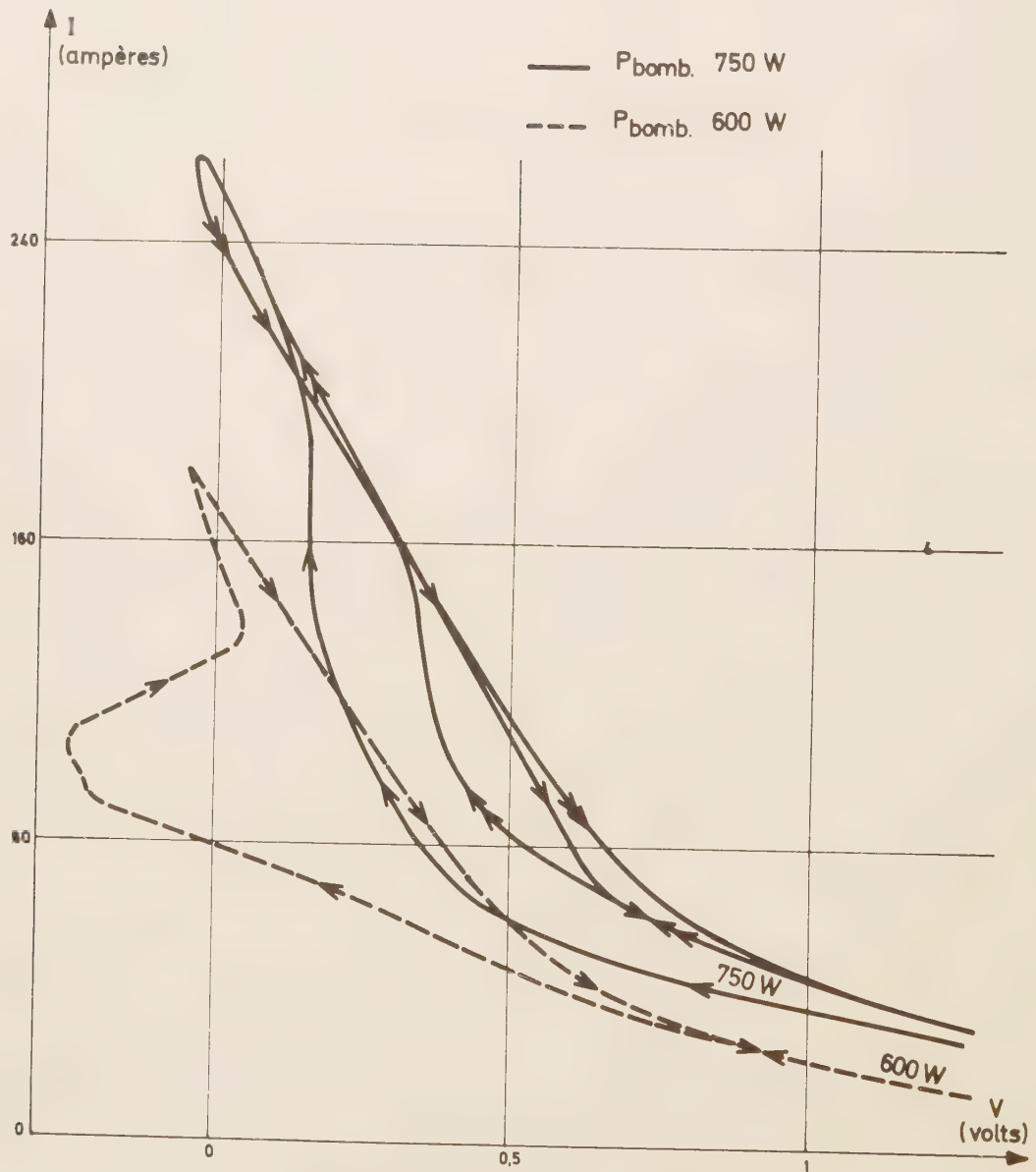


Fig.41 _ Enregistrement $I(V)$. Variations continues
 $T_{\text{CS}} \approx 250^\circ\text{C}$ - Temps d'exploration 30 minutes

DIODE LABORATOIRE _ COURBES EXPERIMENTALES

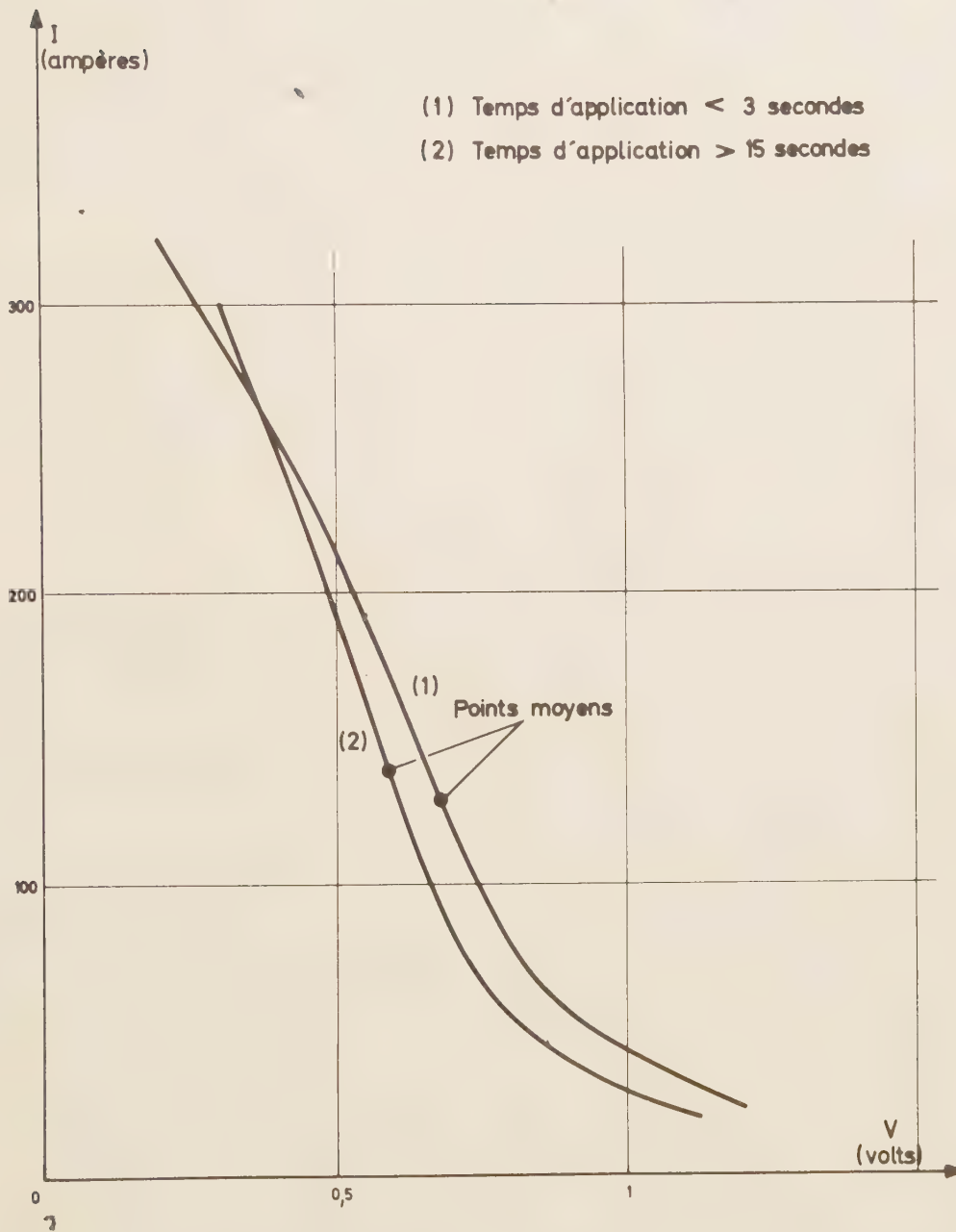


Fig. 42 _ Relevé des caractéristiques par balayage alternatif
Influence du temps d'application

mes pendant le démarrage d'un réacteur thermoionique.

3°) Relevé des caractéristiques par balayage alternatif

Le balayage alternatif est une variation de charge à 50Hz obtenue à l'aide d'un transformateur de tension placé dans le circuit électrique du convertisseur. Ce procédé permet d'explorer la caractéristique autour d'un point d'équilibre. L'observation des caractéristiques est faite sur l'écran d'un oscilloscope.

Facilement réalisable, ce mode de relevés est très souvent employé. Mais l'interprétation des résultats est différente de celle des relevés statiques du chapitre II.

La variation de charge étant beaucoup plus rapide que les phénomènes thermiques transitoires du convertisseur, les températures d'émetteur et de collecteur sont constantes le long d'une même caractéristique; ce sont celles relatives à l'équilibre statique du point moyen de fonctionnement (point pour lequel le refroidissement de l'émetteur serait égal à la puissance injectée). Les résultats obtenus dépendent donc, à priori, du temps d'application et de l'amplitude du balayage.

Influence du temps d'application du balayage :

Les mesures ont été faites en adaptant au primaire du transformateur, l'alimentation d'une soudeuse électrique par points. Ce dispositif utilise la décharge d'ignitrons; il permet d'imposer un temps d'application variable de 1/50ème de seconde à une minute.

Si la durée du balayage est inférieure à trois secondes, la caractéristique $I(V)$ ne subit aucune déformation visible. Le point moyen de fonctionnement est le point d'équilibre statique antérieur à l'application du balayage.

Si la durée est plus importante, la caractéristique se déforme. Elle se stabilise après quinze secondes. Cette évolution est due à la modification de la température d'émetteur qui est au maximum de 20° : les caractéristiques à température constante ayant une très grande pente, pour une même valeur de la tension, la variation de courant peut cependant atteindre 50% (fig. 42).

L'expérience prouve que la modification de température du collecteur est toujours faible et a une influence négligeable

Influence de l'amplitude du balayage

A cause de la résistance interne du transformateur, l'exploration de la caractéristique n'est pas symétrique et le déplacement du point moyen est imperceptible.

Réseau $I(V)$ à température d'émetteur constante :

Le relevé a été fait pour trois valeurs de la puissance de bombardement :

$$P = 750 - 880 - 1\ 000 \text{ watts.}$$

A l'aide de la génératrice, on décrit point par point la caractéristique $I(V)$ à puissance de bombardement constante. A chaque point d'équilibre, on provoque un balayage alternatif d'une durée de $1/5^{\text{ème}}$ de seconde et on photographie la courbe $I(V)$, figures (43, 44, 45). Sur ces mêmes figures, on a représenté les caractéristiques statiques du chapitre II : on observe une légère modification des performances ; c'est une conséquence du vieillissement du convertisseur (les deux séries de mesure sont séparées par 500 heures de fonctionnement à 100 watts électriques fournis).

On obtient ainsi trois réseaux de caractéristiques à température d'émetteur constante. Mais à chaque caractéristique correspond une température de collecteur arbitraire imposée par le choix du point moyen.

Les résultats ne sont donc pas directement comparables à ceux du chapitre II : la température du collecteur était alors celle de l'équilibre statique défini par l'écoulement du flux thermique.

Pour que le réseau relevé par balayage à 50 Hz soit cohérent, il conviendrait de réguler la température du collecteur.

Les caractéristiques statiques du chapitre II sont la représentation graphique de la valeur du courant en fonction des quatre paramètres indépendants définissant le convertisseur. Dans le relevé par balayage, on substitue les notions de températures d'émetteur et de collecteur à celles de puissance injectée et de coefficient d'échange du collecteur. La méthode est spectaculaire puisqu'elle met en évidence des intensités de court-circuit de 400 ampères pour 20 cm^2 de surface émettrice. Mais elle a l'inconvénient majeur d'éliminer la notion de rendement et de favoriser une tendance à l'optimisme. Considérons par exemple la figure (45). A l'équilibre statique, la puissance électrique maximum est d'environ 93 watts (pour 1 volt); en balayage, on enregistre 112 watts pour 0,62 volt. Pour obtenir cette puissance en régime statique, il faudrait une puissance d'entrée bien supérieure à 1 000 watts.

4°) Conclusion de l'étude expérimentale

Il convient de distinguer plusieurs modes de relevés de caractéristiques :

- Relevés à puissance thermique injectée constante : ces relevés sont effectués point par point ou par variation très lente de la résistance de charge. Les températures des différentes parties du convertisseur correspondent à l'équilibre statique du point de mesure.

- Relevés statiques à température d'émetteur constante : avant chaque mesure, on rétablit la température d'émetteur en agissant sur la puissance thermique injectée. Les

DIODE LABORATOIRE _ COURBES EXPERIMENTALES

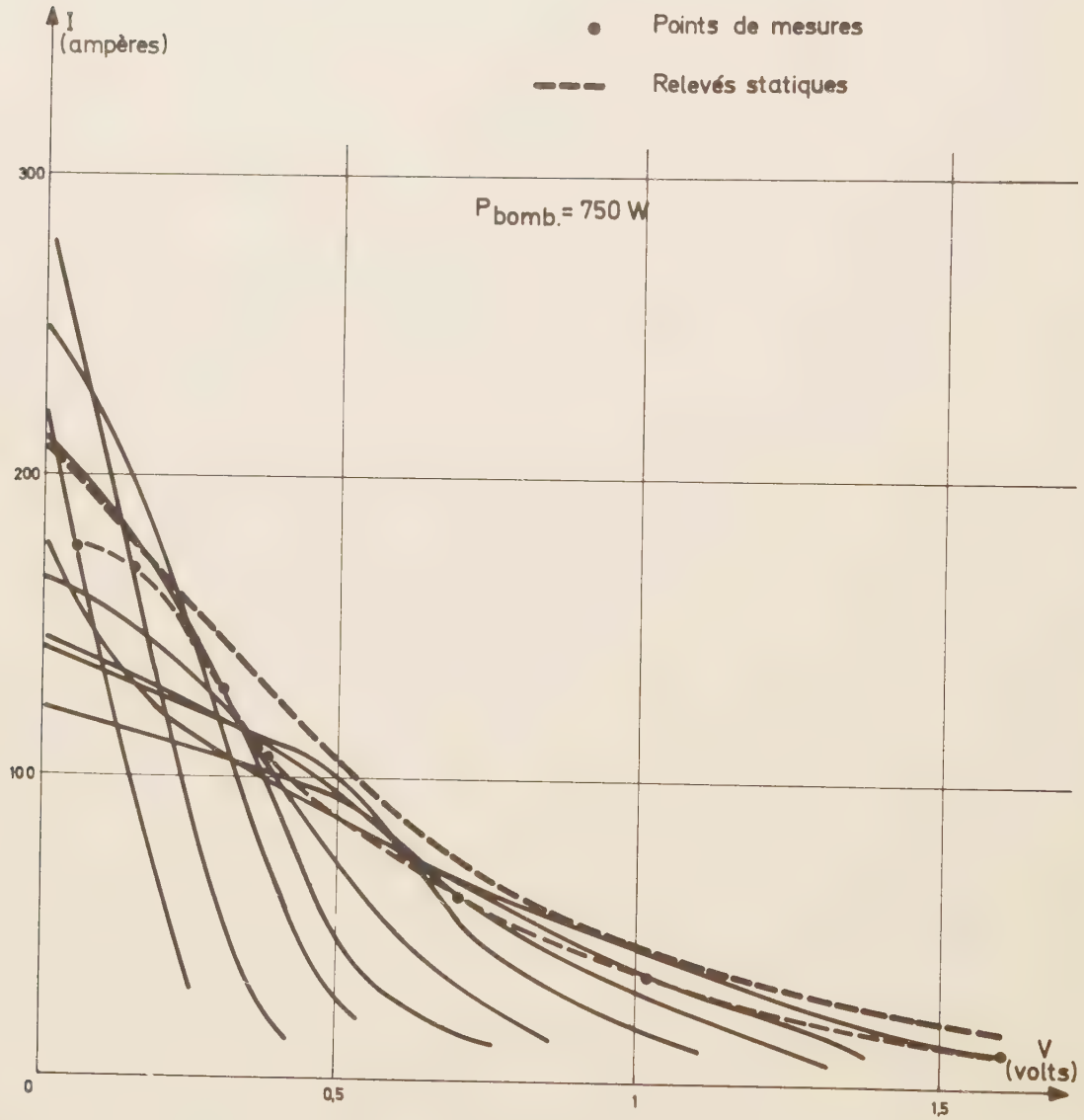


Fig. 43 _ Caractéristiques $I(V)$ relevées par balayage alternatif (1/5 seconde)

DIODE LABORATOIRE _ COURBES EXPERIMENTALES

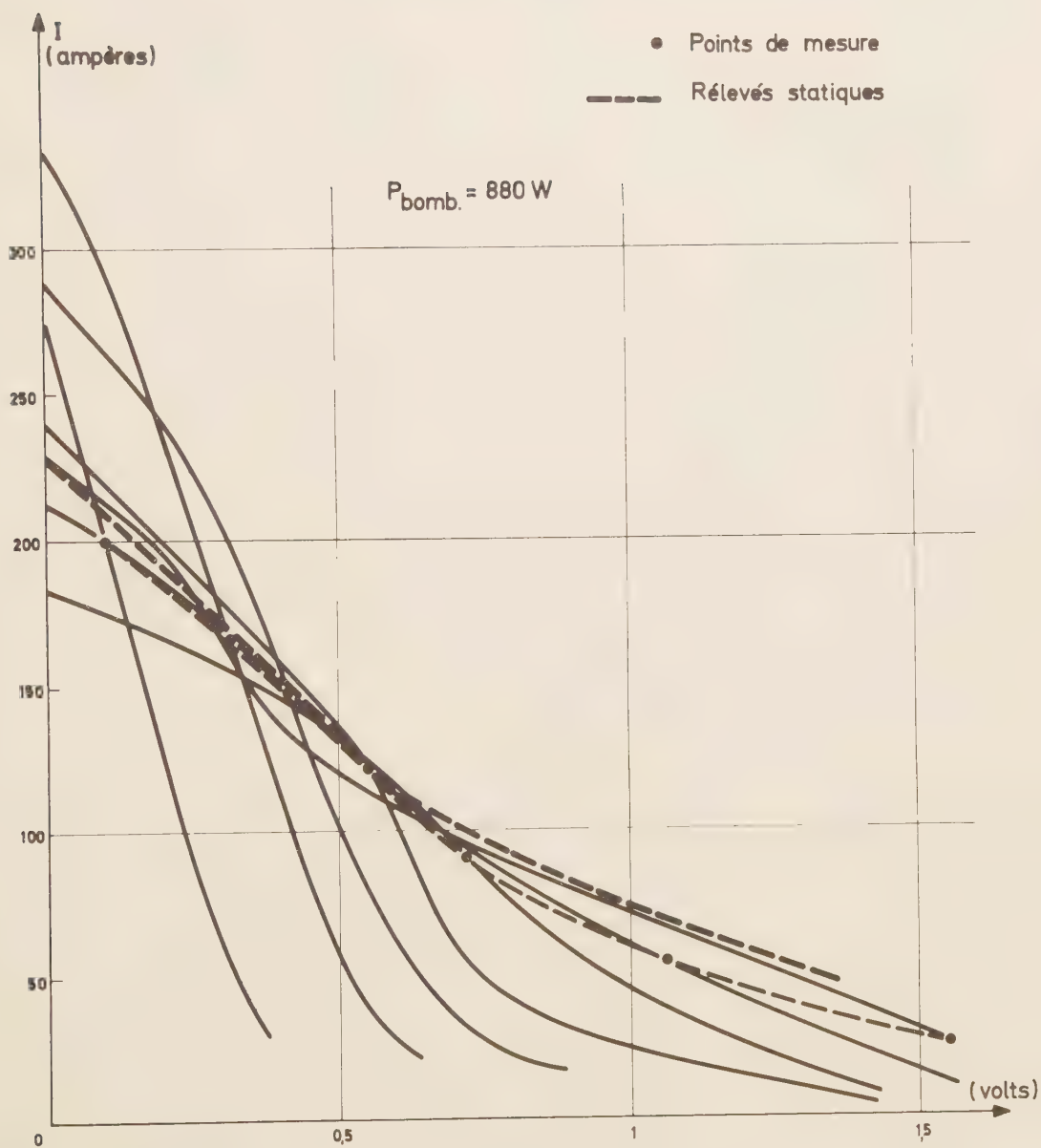


Fig. 44 _ Caractéristiques $I(V)$ relevées par balayage alternatif (1/5 seconde)

DIODE LABORATOIRE - COURBES EXPERIMENTALES

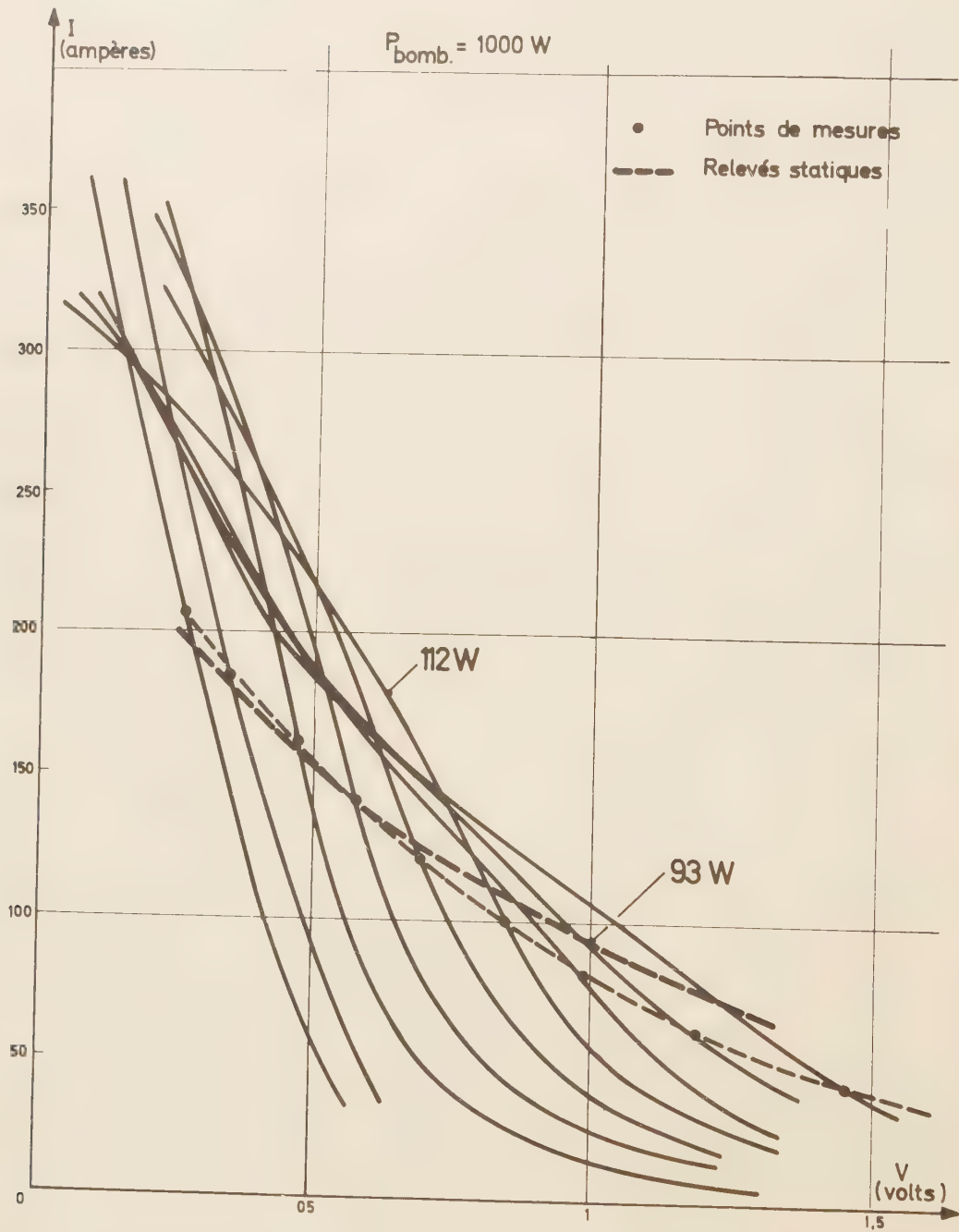


Fig.45 - Caractéristiques $I(V)$ relevées par balayage alternatif (1/5 seconde)

températures des différentes parties du convertisseur sont également celles de l'équilibre statique du point de mesure.

- Relevés à température d'émetteur constante par variation rapide de la résistance de charge (50 Hz) : les températures des différentes parties du convertisseur sont celles de l'équilibre relatif au point moyen. A chaque température d'émetteur, correspond une infinité de points moyens.

- Toute autre méthode de relevés donne des résultats erronés. La méthode qui consiste à explorer la caractéristique (du circuit ouvert au court-circuit) en quelques minutes conduit donc à des résultats inutilisables. Car il serait impossible de retrouver ces points de mesure par relevés statiques.

CHAPITRE V

ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES PROVOQUES PAR LES VARIATIONS DE LA PUISSANCE THERMIQUE INJECTEE - INFLUENCE SUR LA TEMPERATURE DE L'EMETTEUR ET SUR LE COURANT ELECTRIQUE DEBITE.

V. I. GENERALITES

- 1°) Introduction
- 2°) Plan du chapitre.

V. II. ETUDE THEORIQUE DE L'INFLUENCE DES VARIATIONS DE LA PUISSANCE THERMIQUE INJECTEE DANS UN CONVERTISSEUR DE LABORATOIRE.

- 1°) Hypothèses
- 2°) Variation de la température de l'émetteur en fonction du temps
- 3°) Réponse en courant du convertisseur en fonction du temps
- 4°) Conclusion de l'étude théorique.

V. III. ETUDE EXPERIMENTALE DES VARIATIONS DE LA PUISSANCE THERMIQUE INJECTEE DANS UN CONVERTISSEUR DE LABORATOIRE.

- 1°) Etude sur un émetteur nu
- 2°) Etude sur un convertisseur en fonctionnement
- 3°) Conclusion de l'étude expérimentale.

CHAPITRE V.

ETUDE DE L'INFLUENCE DES VARIATIONS SUR LA PUISSANCE THERMIQUE INJECTEE DANS UN CONVERTISSEUR DE LABORATOIRE.

V.I. GENERALITES

1°) Introduction

La puissance thermique injectée est par excellence le paramètre de réglage du convertisseur.

Toute perturbation effectuée sur cette puissance modifie l'équilibre thermique du convertisseur et plus particulièrement celui de l'émetteur. Elle entraîne une variation du refroidissement électronique donc de la puissance électrique fournie.

Dans ce chapitre, on suppose fixés la résistance de charge, le circuit de refroidissement associé au collecteur et la température du réservoir de césium.

2°) Plan du chapitre

On trouvera :

- L'étude théorique des variations de puissance injectée sur l'émetteur d'un convertisseur de laboratoire.
- L'étude expérimentale de la réponse en température d'un émetteur nu et de la réponse en courant d'un convertisseur de laboratoire.

V.II. ETUDE THEORIQUE DE L'INFLUENCE DES VARIATIONS DE LA PUISSANCE THERMIQUE INJECTEE DANS UN CONVERTISSEUR DE LABORATOIRE.

1°) Hypothèses

Les hypothèses relatives à la géométrie de l'émetteur sont toujours les mêmes (voir chapitres précédents).

Le convertisseur débite un courant électrique sur une résistance de charge fixe.

L'émetteur reçoit sur la face (0) d'entrée un flux thermique incident variable :

autour de la valeur d'équilibre, on impose des variations de la puissance incidente qui sont fonctions du temps. On recherche les lois de variations en fonction du temps, de la température d'émetteur et du courant électrique débité.

2°) Réponse en température de l'émetteur

A - Mise en équations :

On ne considère que les variations autour du point d'équilibre, on pose donc :

$$P(t) = P_0 + \Delta P(t) \quad (\text{puissance incidente})$$

$$T(x, t) = T(x, 0) + \Delta T(x, t) = T(P) \quad (\text{température d'émetteur})$$

Le problème diffère de celui des variations de charge par les conditions aux limites de l'équation aux dérivées partielles de Fourier. Sur la face d'entrée, la conservation de l'énergie s'écrit :

$$-\lambda \frac{\partial \Delta T}{\partial x}(0, t) = \Delta P(t)$$

et sur la face de sortie, le flux thermique est évacuée par rayonnement et par refroidissement électronique : soit :

$$-\lambda \frac{\partial \Delta T}{\partial x}(\ell, t) = K \Delta T(\ell, t)$$

K désignant comme précédemment la quantité $k + \left(-\frac{\partial P}{\partial T}\right)_R$ (paragraphe IV. II. 2.)

Le système à résoudre est le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \Delta T}{\partial x^2}(x, t) = a \frac{\partial \Delta T}{\partial t}(x, t) \\ -\lambda \frac{\partial \Delta T}{\partial x}(0, t) = \Delta P(t) \\ -\lambda \frac{\partial \Delta T}{\partial x}(\ell, t) = K \Delta T(\ell, t) \end{array} \right.$$

B - Résolution du système d'équations :

La méthode adoptée est celle du chapitre précédent.

La transformée de Laplace de ΔT s'écrit :

$$\mathcal{L}(\Delta T) = \frac{\lambda \sqrt{as} \operatorname{ch} \sqrt{as}(\ell - x) + K \operatorname{sh} \sqrt{as}(\ell - x)}{\lambda \sqrt{as} [\lambda \sqrt{as} \operatorname{sh} \sqrt{as} \ell + K \operatorname{ch} \sqrt{as} \ell]} \cdot \mathcal{L}(\Delta P)$$

et au point $x = \ell$:

$$\mathcal{L}_{x=\ell}(\Delta T) = \mathcal{L}(\Delta P) \frac{1}{\lambda \sqrt{as} \operatorname{sh} \sqrt{as} \ell + K \operatorname{ch} \sqrt{as} \ell}$$

soit en supposant remplies les conditions du Lemme de Jordan :

$$\Delta T_x = \rho = \sum \text{résidus de } e^{st} \cdot \mathcal{L}(\Delta T)$$

Si l'on considère un temps t beaucoup plus grand que $t_1 = \frac{a \rho^2}{y^2}$, seuls les pôles de la fonction $\mathcal{L}(\Delta P)$ auront une influence (paragraphe IV. II).

C - Variations sinusoïdales de la puissance incidente :

On suppose les variations de puissance de la forme :

$$\Delta P(t) = \Delta P \sin \omega t$$

donc :

$$\Delta T(\rho, t) = 2 \mathcal{R} \frac{e^{j\omega t} \cdot \Delta P}{2 j \omega} \cdot \frac{\rho}{\lambda a(1+j) \operatorname{sh} a(1+j) + K \rho \operatorname{ch} a(1+j)}$$

en posant

$$a = \sqrt{\frac{a \omega}{2}} \cdot \rho$$

et $\mathcal{R}$ désignant la partie réelle de l'expression.

Le calcul conduit à :

$$\frac{\Delta T(\rho, t)}{\rho \cdot \Delta P} = A' \sin(\omega t - \varphi')$$

avec

$$A'^2 = \frac{1}{2 \lambda^2 a^2 (\operatorname{sh}^2 a \cos^2 a + \operatorname{ch}^2 a \sin^2 a) + K^2 \rho^2 (\operatorname{ch}^2 a \cos^2 a + \operatorname{sh}^2 a \sin^2 a) + 2 a \lambda K \rho (\operatorname{ch} a \operatorname{sh} a - \sin a \cos a)}$$

et :

$$\operatorname{tg} \varphi' = \frac{\lambda a (\operatorname{th} a + \operatorname{tg} a) + K \rho \operatorname{th} a \cdot \operatorname{tg} a}{\lambda a (\operatorname{th} a - \operatorname{tg} a) + K \rho}$$

Remarque :

La solution serait identique si la plaque n'était refroidie que par rayonnement. Seule la signification physique du coefficient d'échange K serait différente.

L'étude du déphasage de température entre la face (0) d'entrée et la face (ρ) de sortie d'une plaque refroidie par rayonnement, constitue une méthode de mesure de la conductibilité thermique des matériaux à haute température (voir R. CONAN [18], par exemple).

Notre propos est de montrer que pour des fréquences faibles ce déphasage est

négligeable pourvu que la plaque soit suffisamment mince. Ceci revient à supposer a petit, c'est-à-dire à supposer l'émetteur isotherme comme au chapitre III.

On s'intéresse alors au déphasage des variations de la température par rapport à la puissance incidente.

D - Simplification :

L'étude expérimentale justifiant cette hypothèse, on suppose a petit. Les expressions de A'^2 et $\text{tg } \varphi'$ deviennent :

$$A'^2 \approx \frac{1}{K^2 l^2 + 4 \lambda^2 a^2}$$

$$\text{tg } \varphi' \approx \frac{2 \lambda a^2}{K l}$$

soit

$$\Delta T^2 \approx \frac{\Delta P^2}{K^2 l} \cdot \frac{1}{1 + 4 \frac{\lambda^2 a^2}{K^2 l^2}}$$

et

$$\Delta T^2 \approx \Delta T_o^2 \cdot \frac{1}{1 + \tau^2 \omega^2}$$

$$\text{tg } \varphi' \approx \tau \cdot \omega$$

en posant $\Delta T_o = \lim_{\omega \rightarrow 0} dT$

et $\tau = \frac{l \rho c}{K}$

On retrouve la solution de l'équation différentielle :

$$\rho l c \frac{d \Delta T}{dt} (t) + K \Delta T (t) = \Delta P (t)$$

Ceci signifie, qu'en première approximation, les réponses à des perturbations sur la face d'entrée et sur la face de sortie de l'émetteur sont identiques. C'est ce qu'on avait déjà noté dans le chapitre II (ouverture du circuit) où l'on avait écrit au sujet de la réponse en température : ... on peut distinguer deux intervalles de temps; le premier est caractérisé par le fait que la perturbation est localisée sur une des faces ; elle apporte une dissymétrie passagère. On avait constaté que cet intervalle de temps est négligeable...

3°) Réponse en courant du convertisseur :

La valeur du courant électrique est directement liée aux variations de température par la relation :

$$\Delta I (t) = \frac{\partial I}{\partial T} \cdot \Delta T(t) \quad \text{en posant } I(t) = I_o + \Delta I (t) = I(T) = I (P)$$

soit
avec
et

$$\Delta I(t) = \Delta I_0 A' \sin(\omega t - \varphi')$$

$$A'^2 = \frac{1}{1 + \tau^2 \omega^2}$$

$$\operatorname{tg} \varphi' = \tau \cdot \omega$$

4°) Conclusion de l'étude théorique

Cette étude théorique montre que pour de faibles variations de la puissance thermique incidente, le convertisseur se comporte comme un filtre électrique RC passe-bas. Ce résultat est retrouvé expérimentalement.

V.III. ETUDE EXPERIMENTALE DES VARIATIONS DE LA PUISSANCE THERMIQUE INJECTEE DANS UN CONVERTISSEUR DE LABORATOIRE

L'étude a été faite successivement sur un émetteur nu et sur un convertisseur en fonctionnement normal.

On impose une variation sinusoïdale à fréquence variable de la puissance injectée.

Dans le premier cas, on s'intéresse aux variations de température de l'émetteur, dans le second cas aux variations du courant électrique en fonction du temps. On construit les courbes d'affaiblissement et de déphasage de ces deux grandeurs par rapport aux variations de la puissance d'entrée.

1°) Etude sur un émetteur nu

Le refroidissement électronique est évidemment nul. L'émetteur n'est refroidi que par conduction dans sa connexion et par rayonnement.

a) Montage expérimental

Le montage expérimental est représenté sur la fig. (46). L'émetteur, muni de son filament de bombardement, est placé dans une enceinte à vide secondaire. L'embase de l'émetteur est serrée dans un shunt thermique de refroidissement avec circulation d'eau. La puissance incidente est obtenue grâce à une alimentation régulée en courant, décrite au chapitre II. Sa modulation est assurée par un générateur de tension "Basse Fréquence".

Les variations de température de l'émetteur sont mises en évidence par un "Milletron" pyromètre à deux couleurs à cellules photoélectriques. Ce type d'appareil peu précis pour les mesures absolues, donne d'excellents résultats pour les mesures relatives; sa sensibilité est de 0,1 mV/degrés.

L'enregistrement simultané des indications du pyromètre et du générateur de tension permet de connaître l'affaiblissement et le déphasage des variations de température en fonction de la fréquence des variations de puissance.

L'expérience prouve que les différents organes du montage ont une bande passante plus large que celle de l'émetteur.

b) Résultats

Rappelons que le tracé sur papier logarithmique permet d'assimiler à deux demi-droites la courbe d'affaiblissement d'un filtre passe-bas; la première demi-droite horizontale et la seconde de pente moins un. La cassure correspond à la bande passante à 3 décibels; elle définit une fréquence de coupure f_c .

Le déphasage varie de 0 à $\pi/2$, en passant par la valeur $\pi/4$ pour la fréquence de coupure.

De même, la courbe d'affaiblissement de deux filtres passe-bas placés en série peut être assimilée à trois portions de droite : la première est horizontale, la seconde à une pente de valeur moins un, et la troisième, une pente de valeur moins deux. Les discontinuités de la courbe correspondent à la fréquence de coupure propre à chacun des deux filtres.

Le déphasage varie alors de 0 à π .

Courbe d'affaiblissement

Les courbes présentées sur la fig. (47) ont été relevées autour du point d'équilibre défini par :

$$I_{\text{bomb}} \approx 350 \text{ mA} \quad V_{\text{bomb}} \approx 1500 \text{ volts} \quad P_{\text{ch}} \approx 125 \text{ watts.}$$

La puissance totale injectée moyenne est donc $P_t \approx 650 \text{ watts}$.

La température moyenne est $T_m \approx 1970^\circ \text{K}$.

L'amplitude totale de la variation du courant de bombardement est successive-ment :

$$\Delta I_b = 60 - 100 - 130 \text{ mA.}$$

En négligeant la variation de puissance de chauffage (elle est inférieure à 1 % de la puissance totale), les variations de puissance totale sont donc respectivement :

$$\Delta P_t \approx \frac{V_b \times \Delta I_b}{P_t} \approx 14 \% - 23 \% - 30 \%$$

la puissance totale est de la forme :

$$P'_t = P_t \left(1 + \frac{\Delta P_t}{2} \sin 2\pi f t \right) \quad (f \text{ désignant la fréquence})$$

les variations de température de l'émetteur sont :

$$\Delta T \approx \Delta T_0 A \sin (2\pi f t - \varphi)$$

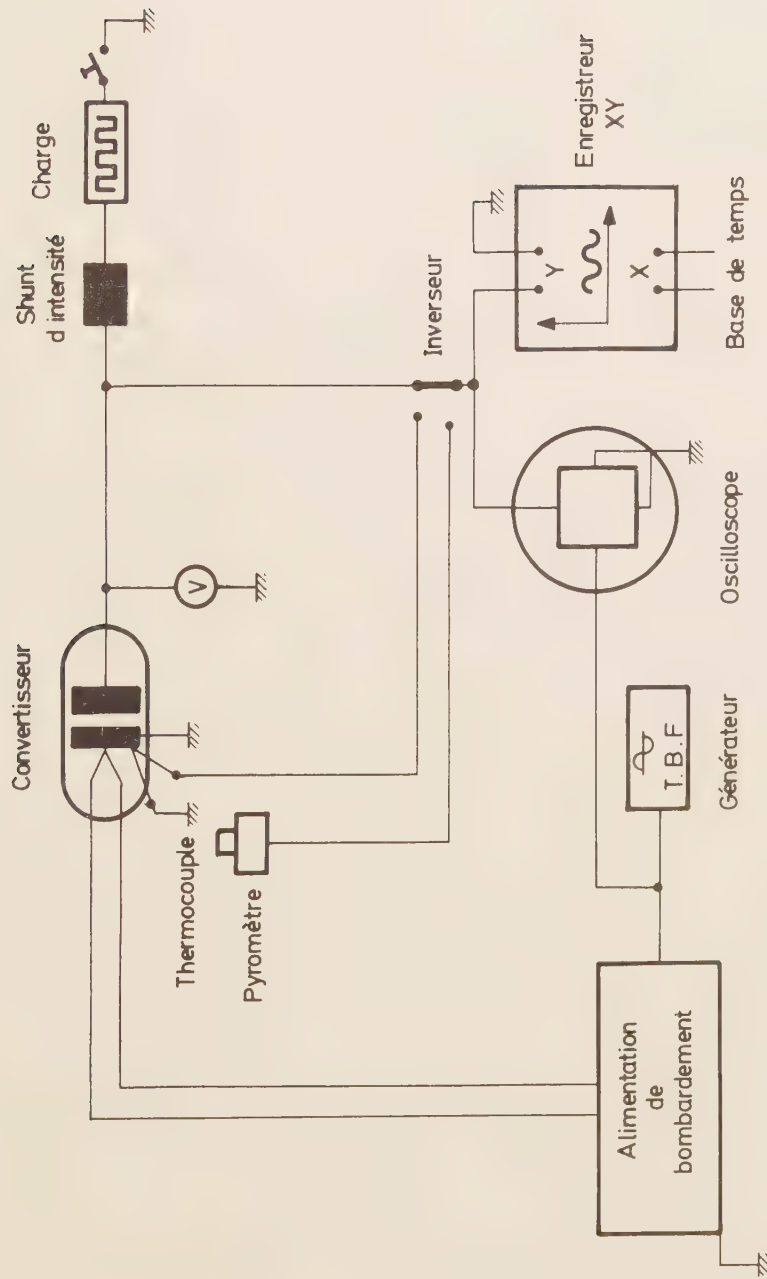


Fig.46 - Schéma de principe des mesures expérimentales

Si la fréquence tend vers 0, ΔT tend vers ΔT_0 correspondant aux écarts statiques du réseau d'étalonnage de la température d'émetteur (fig. 14).

Aux trois variations de puissance ci-dessus, correspondent les variations de température :

$$\Delta T_0 \neq 80^\circ - 120^\circ - 180^\circ$$

Les courbes d'affaiblissement de température en fonction de la fréquence étant tracées sur papier logarithmique, il est possible de les translater verticalement sans en modifier la forme. Ceci permet d'éclaircir le graphique de la fig. (47).

On y distingue nettement une partie linéaire de pente moins un conforme à la théorie. On définit graphiquement la fréquence de coupure f_{c1} .

Fréquence de coupure

Expérimentalement, on trouve f_{c1} compris entre $6,5 \cdot 10^{-3}$ et $9,5 \cdot 10^{-3}$ Hertz.

$$6,5 \cdot 10^{-3} \text{ Hz} < f_{c1} < 9,5 \cdot 10^{-3} \text{ Hz.}$$

Connaissant la température moyenne de l'émetteur, on peut calculer la valeur théorique de cette fréquence de coupure :

$$f_{c1} \text{ théorique} = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau}$$

τ étant la constante de temps relevés à l'ouverture du circuit.

$$\tau \neq \frac{\rho l_c}{k} \neq \frac{\rho l_c}{4 \sigma \epsilon T^3} \quad (\text{voir étude théorique}).$$

Numériquement :

$$\text{Pour } T \neq 1970^\circ\text{K}, f_{c1} \text{ théorique} \neq 1,15 \cdot 10^{-2} \text{ Hz.}$$

Si l'on observe une certaine dispersion des résultats, l'ordre de grandeur est néanmoins respecté : on peut difficilement espérer une meilleure précision, l'erreur apportée par la mesure de température étant toujours importante.

Les fréquences de coupure relevées en mesurant la température de différents points de l'émetteur ont toujours une valeur comprise entre les valeurs extrêmes définies précédemment.

Les courbes font apparaître une seconde fréquence de coupure f_{c2} à partir de laquelle la pente est moins deux :

$$0,2 \text{ Hz} < f_{c2} < 0,3 \text{ Hz}$$

La présence de cette fréquence de coupure peut à priori s'expliquer de deux façons :

DIODE LABORATOIRE _ COURBES EXPERIMENTALES

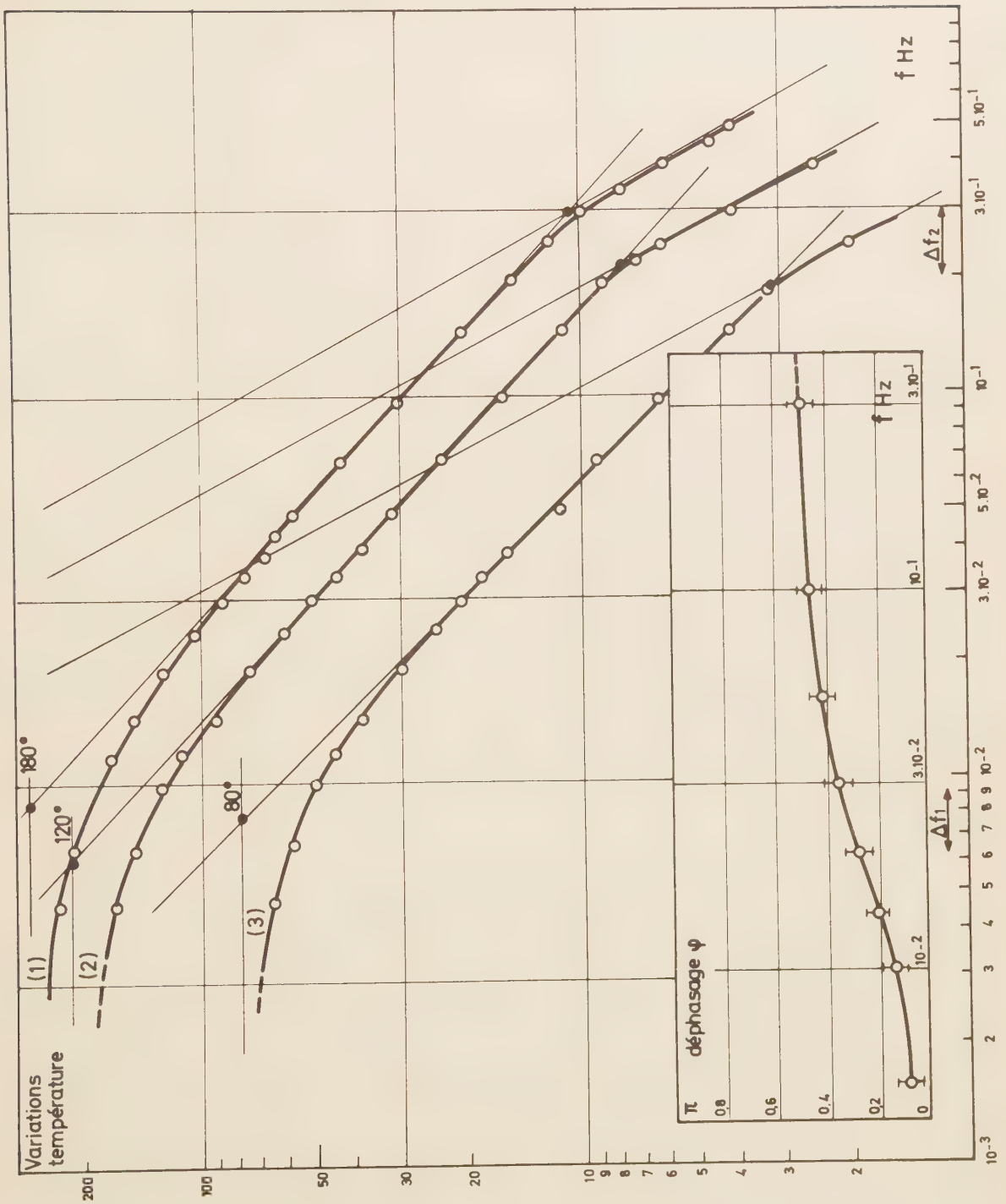


Fig. 47 _ Réponse en température de l'émetteur nu _ Variations de puissance

a) Le filament de chauffage constitue également un filtre thermique passe-bas. Son inertie thermique est plus faible que celle de l'émetteur, sa température de fonctionnement est plus élevée : sa fréquence de coupure a donc une valeur plus grande. Le convertisseur serait constitué par l'association de deux filtres thermiques.

b) L'approximation faite dans l'étude théorique (variation isotherme de la plaque) n'est plus valable pour des fréquences supérieures à 0,2 Hz.

L'étude analogique montrera pourquoi la deuxième explication est la plus vraisemblable (paragraphe VI.V.). Mais pour des fréquences supérieures à 0,2 Hz, les variations de température sont inférieures à 3% de l'amplitude limite correspondant à une fréquence nulle (affaiblissement voisin de 30 dB). Si, dans un système de régulation, on tolérât une ondulation résiduelle de 1% par exemple, la composante apportée par un signal à 0,2 Hz serait inférieure à 1/1 0000. Cette seconde fréquence de coupure peut donc être négligée, l'approximation faite dans l'étude théorique reste parfaitement justifiée.

Courbes de déphasage :

La mesure du déphasage est obtenue par figure de Lissajous ou en enregistrant simultanément les tensions délivrées par le générateur T.B.F. et par le pyromètre à deux couleurs.

La précision des relevés oblige à limiter les mesures aux alentours de 0,1 Hz. Le déphasage est alors voisin de $-\frac{\pi}{2}$: notons que ce n'est certainement pas une valeur limite ; le déphasage d'un système thermique augmente indéfiniment, mais fort heureusement l'affaiblissement est très rapidement important.

On a porté sur la fig. (47), la courbe de déphasage relative à une variation de courant ΔI_b de 130 mA.

2°) Etude sur un convertisseur en fonctionnement

a) Montage expérimental

La modulation de puissance est obtenue avec le même dispositif que dans l'étude précédente .

Les variations du courant électrique sont observées aux bornes du shunt d'intensité.

La résistance de charge, le circuit de refroidissement associé au collecteur et la pression de césium sont maintenus constants.

b) Résultats :

Les résultats sont qualitativement identiques aux précédents. Mais on observe

un déplacement de la fréquence de coupure de l'émetteur : la bande passante est plus large.

Exemple d'étude :

Les résultats consignés sur la fig. (48) sont relatifs au point de fonctionnement moyen suivant :

$$P_{\text{bomb}} = 675 \text{ watts} \quad I = 90 \text{ ampères} \quad V = 0,49 \text{ volts}$$

La température d'équilibre de l'émetteur est environ $2\,000^\circ\text{K}$.

La résistance de charge est $R = 5,5 \text{ m}\Omega$

On impose autour de ce point d'équilibre des variations de puissance de la forme

$$P_{\text{bomb}} \text{ watts} = 675 + 30 \sin \omega t$$

La construction des courbes d'affaiblissement et de déphasage fait apparaître les fréquences de coupure :

$$f_{c1} \neq 2 \cdot 10^{-2} \text{ Hz} \quad f_{c2} \neq 2 \cdot 10^{-1} \text{ Hz}.$$

La fréquence de coupure f_{c2} est la même que dans l'étude précédente.

Par contre, la fréquence de coupure f_{c1} a une valeur plus élevée puisque le refroidissement électronique augmente le coefficient d'échange K de l'émetteur.

A cette fréquence de coupure f_{c1} , correspond une constante de temps définie par la relation :

$$\tau_1 = \frac{1}{2 \pi f_{c1}} \neq 8 \text{ secondes}.$$

On retrouve ce résultat en imposant une variation de puissance en échelon.

Variation de puissance en échelon :

Au point d'équilibre initial, la puissance de bombardement est $P_{\text{bomb}} \neq 675$ watts, l'intensité électrique est $I \neq 90$ ampères ; la température d'émetteur $T \neq 2\,020^\circ\text{K}$. On modifie brutalement la valeur de la puissance injectée en imposant une puissance de bombardement de 525 watts. La réponse en courant est celle de la fig. (49). La valeur limite est 60 ampères, la température d'émetteur est alors $1\,950^\circ\text{K}$.

On trouve expérimentalement cette réponse $\tau = 8$ secondes.

Cette valeur est facilement calculée :

En effet, le coefficient k est la dérivée partielle par rapport à la température de la puissance évacuée par cm^2 de surface émettrice.

La variation de refroidissement de l'émetteur vers le collecteur est, en première approximation, égale à la variation de puissance injectée diminuée des pertes par conduction (10%).

DIODE LABORATOIRE _ COURBES EXPERIMENTALES

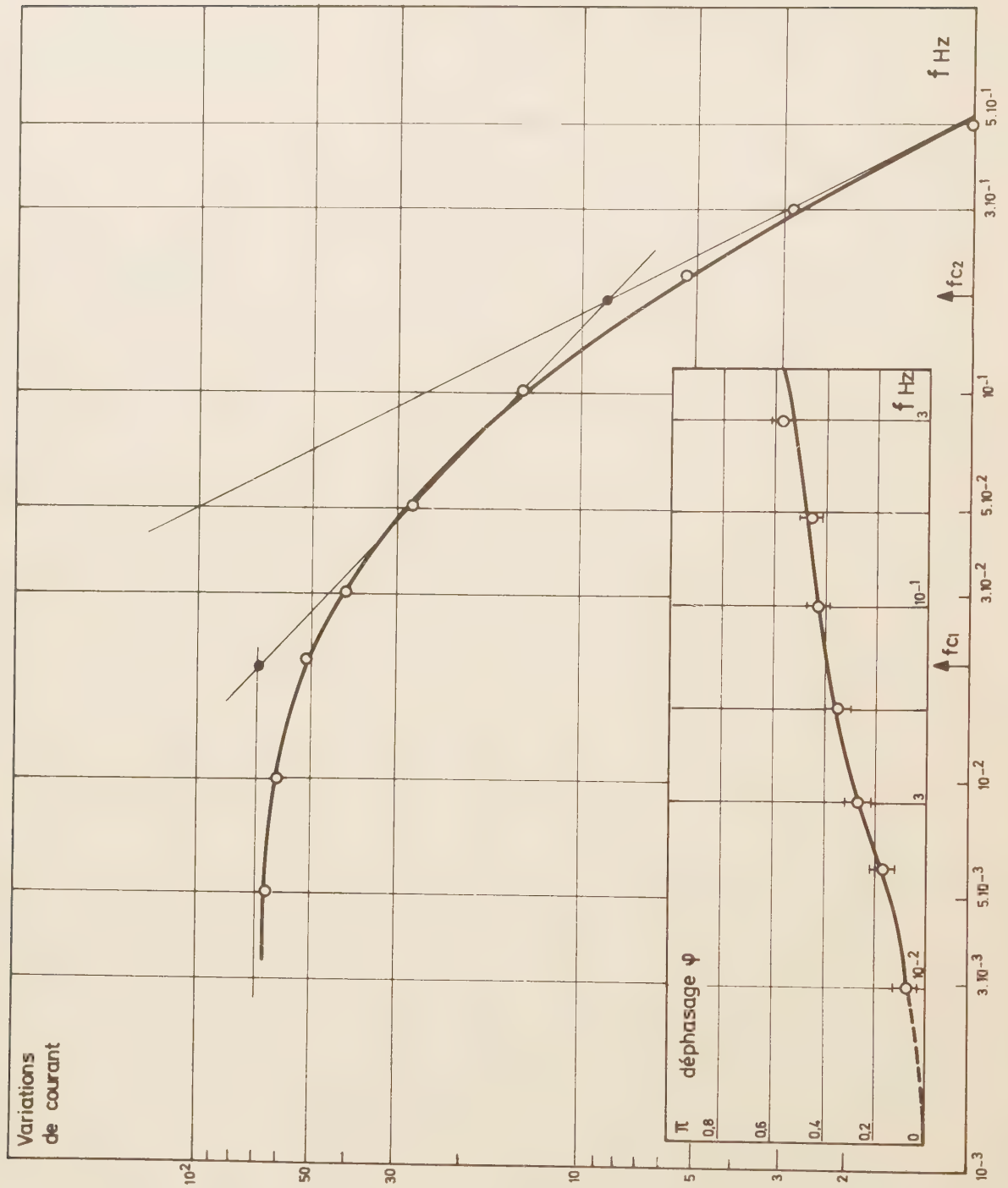


Fig.48 _ Réponse en courant du convertisseur _ Variations de puissance

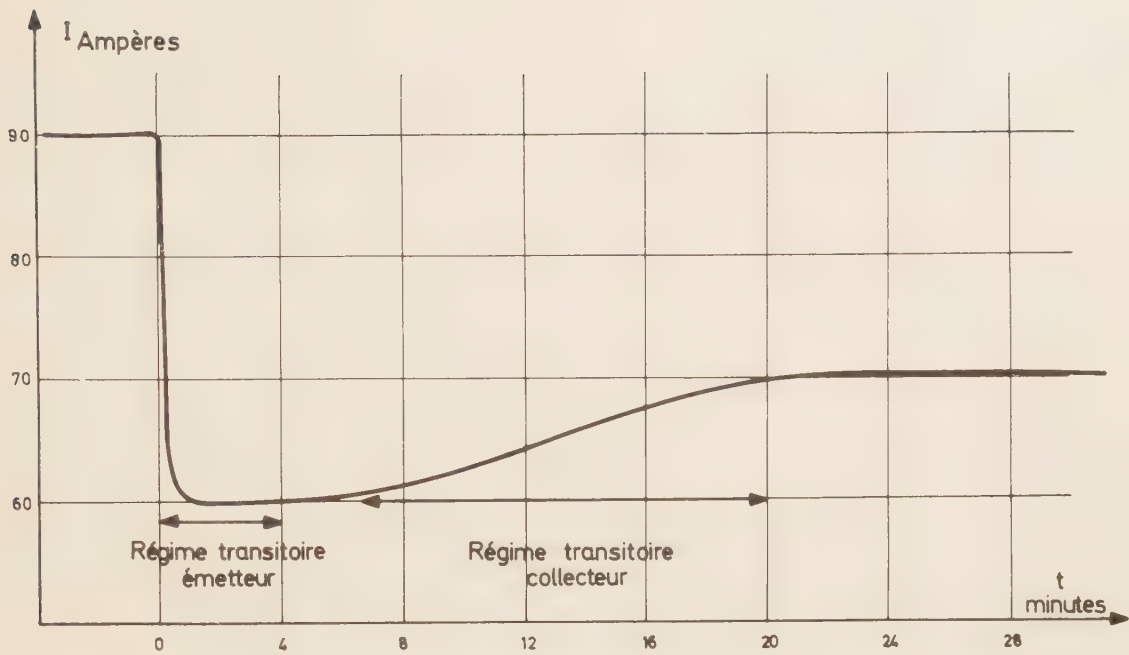


Fig.49_ Variation de la puissance injectée réponse en courant du convertisseur
Influence du collecteur

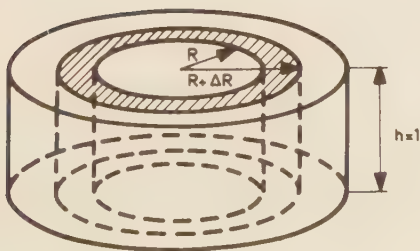


Fig.50_ Calcul analogique

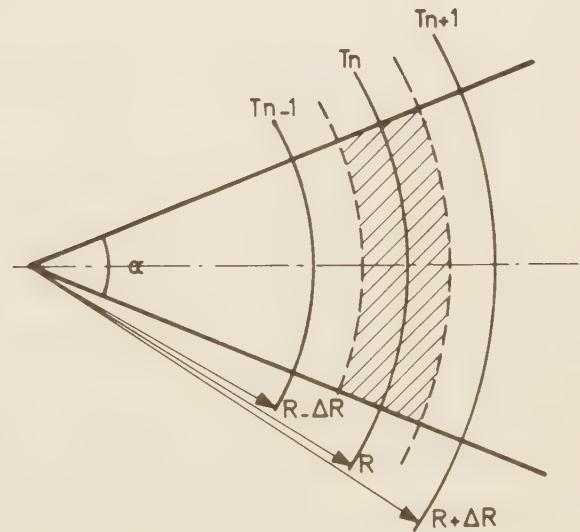


Fig.51_ Calcul analogique

$$\text{soit : } K \neq \frac{\Delta P'}{\Delta T} = \frac{150 - 15}{75} \cdot \frac{1}{20} \neq 0,096 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{degrés}$$

$$\text{donc : } \tau \neq \frac{\rho l_c}{K} \neq 7,7 \text{ secondes.}$$

Remarque :

1 - Cette variation expérimentale du courant est suivie d'une lentedérive (d'environ dix minutes). Le flux thermique rayonné et le refroidissement électronique de l'émetteur diminuant, la température du collecteur décroît. Ceci provoque un accroissement du recouvrement de césium, donc une diminution du potentiel de sortie du collecteur.

La modification du potentiel de sortie du collecteur apporte une restriction à la validité de l'étude théorique.

Dans l'étude précédente, la valeur du courant passe de 60 à 70 ampères. C'est pour cette raison que la valeur de la constante de temps calculée ci-dessous d'après le réseau statique de la fig. (19) est sensiblement inférieure à la valeur expérimentale.

Considérons sur ce réseau le point $P_b = 675 \text{ W}, I=90 \text{ A}, T_e \neq 2000^\circ\text{K}$ défini précédemment.

$$\text{C'est-à-dire } K \neq \frac{100 - 10}{35} \cdot \frac{1}{20} \neq 1,28 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{degré.}$$

$$\text{et } \tau \neq \frac{\rho l_c}{K} \neq 6 \text{ secondes.}$$

Un phénomène analogue avait été noté dans le chapitre précédent.

2- Dans certains cas, on observe de plus une forte interaction entre le collecteur et le réservoir de césium. Des oscillations prennent naissance. Pour les supprimer, il suffit d'augmenter le chauffage du réservoir; ceci réduit l'influence du collecteur.

3°) Conclusion de l'étude expérimentale

L'étude expérimentale apporte deux restrictions à l'étude théorique.

- La première restriction est d'ordre physique : pour des variations importantes de la puissance thermique injectée, la modification de la température du collecteur n'est pas négligeable.

- La seconde restriction est due aux hypothèses simplificatrices du paragraphe V. II. D. L'approximation de la plaque isotherme n'est valable que pour des fréquences inférieures à environ dix fois la fréquence de coupure.

NOTE :

En fin de rédaction, nous sommes heureux de prendre connaissance de la récente publication de J.M. CASE (Houston, Octobre 1966).

Les travaux théoriques et expérimentaux, de J.M. CASE portent sur l'étude des

variations de la puissance injectée sur un convertisseur. L'auteur montre l'influence prépondérante de l'émetteur. L'étude de J.M. CASE confirme la validité de l'approximation que nous avons utilisée (plaque isotherme). En effet les résultats concordent jusqu'à une fréquence de l'ordre 0,7 Hz où l'affaiblissement est de 30 dB. Là où nous trouvions une constante de temps de 8 secondes, l'auteur trouve 5,7 secondes. Cet écart est dû à la différence d'épaisseur des émetteurs et aux choix du point de fonctionnement du convertisseur.

* J.M. CASE, Général Electric Company, NASA Projects - Nuclear Thermionic Power Operation.

CHAPITRE VI.

ETUDE ANALOGIQUE DES REGIMES TRANSITOIRES D'UN CONVERTISSEUR

A CHAUFFAGE NUCLEAIRE [19] [20]

L'étude précédente est relative à un convertisseur de laboratoire. Dans ce chapitre, on présente succinctement les résultats de l'étude analogique effectuée pour un convertisseur muni de son combustible nucléaire.

Ce mode de calcul est bien adapté à la résolution d'équations différentielles. Il permet de modifier facilement la valeur d'un paramètre physique et d'en étudier les conséquences. Les résultats sont fournis directement sous forme de courbes, leur exploitation est donc facile et leur comparaison avec les résultats des chapitres précédents est immédiate [21].

On montre que le comportement du convertisseur en régime transitoire, est en première approximation, indépendant du mode de chauffage. On prouve la validité du modèle mathématique simplifié choisi. Celui-ci pourra donc être utilisé ultérieurement dans les études sur le couplage des convertisseurs et la régulation d'un réacteur thermoionique.

VI. I. HYPOTHESES

Le convertisseur est cylindrique, il contient un matériau fissile chauffant l'émetteur lorsque celui-ci est placé dans un flux convenable de neutrons. Sa constitution et ses dimensions sont celles du convertisseur de laboratoire décrit au chapitre II.

Le combustible est un barreau cylindrique de bioxyde d'uranium UO_2 enrichi à 20% (diamètre : 12 mm, hauteur : 40 mm).

Guidé par l'étude précédente des régimes transitoires d'un convertisseur de laboratoire, on définit les hypothèses suivantes :

- On considère la pression de césium et la température du collecteur fixes (II, IV. 6 et 7). Le convertisseur est donc caractérisé par la puissance thermique injectée et la valeur de la résistance de charge.

On suppose une homogénéité de température de révolution; les effets de bouts sont négligés en supposant le convertisseur infiniment long (paragraphe II. III). Les pertes par conduction de l'émetteur sont localisées sur la surface externe. On suppose qu'elles ne font qu'affecter la valeur de la température moyenne ; elles sont considérées sans constante de temps.

- L'expression des pertes dans le plasma est linéarisée; on suppose ces pertes proportionnelles à l'écart de température entre l'émetteur et le collecteur; elles s'ajoutent donc aux pertes par conduction.

- On suppose les pertes par effet Joule sans action directe sur la température de l'émetteur; elles sont introduites dans la puissance électrique globale.

- Le chauffage par rayonnement gamma de l'émetteur est négligé dans les phénomènes transitoires.

- On suppose le potentiel de sortie du collecteur indépendant de la température.

- On suppose enfin les caractéristiques physiques (conductibilité thermique,...) indépendantes de la température.

- Le convertisseur est plongé dans un flux moyen (à l'intérieur du combustible) de neutrons thermiques voisin de $2,5 \cdot 10^{12}$ neutrons. $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$. C'est le flux dans lequel le Service d'Electronique Physique de Saclay poursuit ses expériences dans la pile piscine TRITON.

Les caractéristiques électriques statiques sont celles relevées expérimentalement en laboratoire (chapitre II.) Autour d'un point de fonctionnement, elles sont linéarisées.

VI.II. MISE EN EQUATIONS DU PHENOMENE

Les calculs sont toujours effectués relativement à une tranche de hauteur unité, la seule variable d'espace est alors le rayon r .

L'équation de diffusion de la chaleur s'écrit :

$$\lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right] - \rho \cdot c \frac{\partial T}{\partial t} = - P(r, t)$$

1°) Equation du transfert thermique dans le combustible

Sous l'influence du flux neutronique, il y a production de chaleur par fission. On suppose la puissance thermique $P(r, t)$ de la forme $\varphi(r) \cdot g(t)$. Ceci n'est qu'une première approximation, mais c'est la méthode généralement employée dans un calcul neutronique où le temps intervient.

L'équation du transfert thermique dans le combustible est donc :

$$\lambda_{cb} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right] - \rho_{cb} \cdot c_{cb} \frac{\partial T}{\partial t} = - \varphi(r) \cdot g(t) \quad (1)$$

λ_{cb} , ρ_{cb} , c_{cb} sont les constantes relatives au combustible.

$\varphi(r)$ a été calculé [22].

2°) Equation du transfert thermique au contact combustible-gaine

La puissance thermique produite dans le combustible est transmise à la gaine émettrice. Dans le cas le plus général, cette transmission s'effectue par rayonnement et par conduction. On suppose que l'échange par conduction a lieu à travers une épaisseur imaginaire "d" de combustible. Ceci permet d'introduire la notion de résistance de contact et de chute de température au passage combustible-gaine.

$$-\lambda_{cb} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{cb} = -\lambda_e \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_e = (1 - \alpha) \sigma \epsilon' (T_{cb}^4 - T_e^4) + \frac{a \lambda c}{d} (T_{cb} - T'_e) \quad (2)$$

α étant un facteur de perte définissant l'importance du rayonnement et de la conduction.

$\alpha = 1$, tout le flux thermique est transmis par conduction

$\alpha = 0$, tout le flux thermique est transmis par rayonnement.

3°) Equation du transfert thermique dans l'émetteur

La diffusion de la chaleur s'effectue par conduction, sans production ni pertes.

L'équation correspondant à l'émetteur s'écrit :

$$\lambda_e \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right] - \rho_e c_e \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

λ_e , ρ_e , c_e sont les constantes relatives à l'émetteur.

4°) Equation aux limites de l'émetteur

L'énergie véhiculée dans l'émetteur est dissipée à la surface par rayonnement et par conduction gazeuse du plasma vers le collecteur, par conduction vers la connexion d'émetteur et par refroidissement électronique (paragraphe I, II).

- Le terme de rayonnement est :

$$W_{\text{ray.}} = \sigma \epsilon (T_e^4 - T_c^4)$$

- En première approximation, l'expression des pertes par conduction est prise proportionnelle à l'écart de température entre l'émetteur et le collecteur.

$$W_{\text{cond}} = \beta (T_e - T_c)$$

β étant un facteur de proportionnalité exprimé en watt/degré.

- Le refroidissement électronique est dû à l'énergie fournie aux électrons quittant l'émetteur (paragraphe I, I.).

$$W_{\text{ref. élect.}} = I \left(\phi' + \frac{2k T_e}{e} \right)$$

On suppose la charge d'espace neutralisée et le convertisseur au voisinage de l'optimum; c'est-à-dire que l'on pose (paragraphe I, II.):

$$\phi' = \phi_a + RI$$

ϕ étant le potentiel de sortie du collecteur et R, la résistance de charge par cm^2 de surface émettrice.

Dans cette étude, le courant électrique débité est fonction de la résistance de charge et de la température d'émetteur (paragraphe VIII.I):

$$-\lambda_e \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_e \neq \sigma \epsilon (T_e^4 - T_c^4) + \beta (T_e - T_c) + I_{(R, T_e)} \left[\phi_a + RI_{(R, T_e)} + \frac{2kT_e}{e} \right] \quad (4)$$

5°) Remarques

- Pour avoir le système d'équations complet, il conviendrait d'ajouter les équations exprimant les échanges thermiques entre le collecteur, le fluide caloporteur, l'échangeur ou le radiateur de refroidissement. En réalité les grandeurs dont on veut ici étudier le comportement en régime transitoire sont essentiellement le courant électrique, les températures à la surface de l'émetteur et au coeur du combustible.

- On considère la température du collecteur fixe.

6°) Résumé des équations :

$(1) \lambda_{cb} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right] - \rho_{cb} c_{cb} \frac{\partial T}{\partial t} \neq - \varphi(r).g(t) \quad (\text{combustible})$
$(2) -\lambda_{cb} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{cb} \neq -\lambda_e \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_e \neq (1 - a) \sigma \epsilon (T_{cb}^4 - T_c^4) +$ $+ \frac{a \lambda_c}{d} (T_{cb} - T_e) \quad (\text{contact combustible-gaine})$
$(3) \lambda_e \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right] - \rho_e c_e \frac{\partial T}{\partial t} \neq 0 \quad (\text{émetteur})$
$(4) -\lambda_e \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_e \neq \sigma \epsilon (T_e^4 - T_c^4) + \beta (T_e - T_c) + I \left[\phi_a + RI + \frac{2kT_e}{e} \right]$ (extérieur émetteur)

Valeurs numériques et homogénéité des équations.

On adopte dans les applications numériques le système pratique généralement utilisé dans ce genre de calcul thermique : il est dérivé du système M.K.S.A. en remplaçant le mètre par le centimètre.

On a indiqué ci-dessus les équations aux dimensions de chaque grandeur par rapport au : watt-centimètre-ampère-degré. Ceci permet de vérifier l'homogénéité des équations précédentes.

- λ : conductibilité thermique $[W] \cdot [cm]^{-1} \cdot [deg]^{-1}$
 $\lambda_{cb} \neq 0,034, \quad \lambda_e \neq 0,67$
- ρ : densité $[0] \quad \rho_c \neq 11 \quad \rho_e \neq 10,2$
- c : chaleur spécifique $[W] \cdot [cm]^{-3} \cdot [deg]^{-1} \cdot [sec]$
 $c_{cb} \neq 0,34 \quad c_e \neq 0,35$
- φ : puissance thermique $[W] \cdot [cm]^{-3} \quad \varphi_i$ donné graphiquement (fig. 52).
- $g(t)$: $[0]$
- σ : constante de Stéphan-Boltzmann $[W] \cdot [cm]^{-2} \cdot [deg]^{-4}$
- d : épaisseur imaginaire de contact $[cm]$
- k : constante de Boltzmann $[W] \cdot [sec] \cdot [deg]^{-1} \quad k = 1,38 \cdot 10^{-23}$
- e : charge de l'électron $[amp.] \cdot [sec] \quad e = 1,6 \cdot 10^{-19}$
- ϕ_c : potentiel de sortie du collecteur $[W] \cdot [amp]^{-1}$
 $\phi_e \neq 1,8 \text{ V}$
- a : facteur de perte $[0] \quad 0 \leq a \leq 1$
- β : facteur de perte $[W] \cdot [cm]^{-2} \cdot [deg]^{-1} \quad 0 \leq \beta \leq 18 \cdot 10^{-3}$
- ϵ : émissivité composée $0 \leq \epsilon \leq 1 \quad 0 \leq \epsilon' \leq 1$

7°) Adaptation analogique

Par un découpage en zones des différents milieux constituant le convertisseur, les équations aux dérivées partielles sont transformées en équations aux différences finies dans l'espace géométrique. On est ainsi ramené à la résolution d'équations différentielles du premier ordre par rapport au temps.

Comme dans la méthode de Dusinger appliquée au calcul numérique [16], on écrit la conservation de l'énergie dans un secteur de couronne. La hauteur du volume ainsi délimité est prise égale à 1. (fig. 50 et 51).

Considérons la zone hachurée (fig. 51) délimitée par l'angle a , les cercles de rayon $R + \frac{\Delta R}{2}$ et $R - \frac{\Delta R}{2}$. Les flux entrant et sortant sont pris, en première approximation, proportionnels à l'écart de température $T_{n-1} - T_n$.

Le flux entrant dans la zone hachurée est :

$$\lambda \cdot \frac{T_{n-1} - T_n}{\Delta r} \cdot (r \sim \frac{\Delta r}{2}) \cdot a$$

Le flux sortant est :

$$\lambda \cdot \frac{T_n - T_{n+1}}{\Delta r} \cdot (r + \frac{\Delta r}{2}) \cdot a$$

La puissance produite est :

$$\varphi(r) \cdot g(t) \cdot r \cdot a \cdot \Delta r$$

La conservation de l'énergie s'écrit donc :

$$\lambda \frac{T_{n-1} - T_n}{\Delta r} \left(r - \frac{\Delta r}{2} \right) a - \lambda \frac{T_n - T_{n+1}}{\Delta r} \left(r + \frac{\Delta r}{2} \right) a = \rho c \frac{dT_n}{dt} r \cdot a \cdot \Delta r - \varphi(r) g(t) r a dr$$

Soit après simplification :

$$\lambda \frac{T_{n-1} - T_n + T_{n+1} - T_n}{(\Delta r)^2} + \frac{\lambda}{r} \cdot \frac{T_{n+1} - T_{n-1}}{2 \Delta r} = \rho c \frac{dT_n}{dt} - \varphi(r) \cdot g(t)$$

Remarque :

Si l'on considère une zone infiniment petite, on retrouve l'équation de Fourier :

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \varphi(r) \cdot g(t)$$

Le combustible et l'émetteur ont été découpés respectivement en 9 et 3 zones. La programmation et la résolution de ce problème ont été effectuées par le laboratoire de Calcul Analogique du Service d'Electronique des Réacteurs à Saclay.

VI.III. ETUDE DES REPARTITIONS DE TEMPERATURE DANS LE CONVERTISSEUR FONCTIONNANT EN REGIME STATIQUE

On suppose le convertisseur débitant un courant électrique constant sur une résistance de charge fixe (régime stable et établi). Les répartitions de température ne dépendent que de l'importance des pertes et de la puissance injectée.

1°) Fonctionnement normal du convertisseur

Guidé par l'étude expérimentale on définit le régime "normal" de fonctionnement. Il est caractérisé par les valeurs suivantes :

Température d'émetteur	$T_e \neq 2\ 000^\circ\text{ K}$
Température du collecteur	$T_c \neq 1\ 000^\circ\text{ K}$
Courant débité	$I \neq 10\text{ A/cm}^2$
Tension de sortie	$V \neq 0,6\text{ volt}$
Emissivité composée émetteur-collecteur	$\epsilon \neq 0,3$
Pertes par conduction	$P_{\text{cond}} \neq 6\text{ W/cm}^2\ (\beta = 6.10^{-3})$

La puissance thermique injectée est la somme de la puissance dissipée par conduction, par rayonnement et par refroidissement électronique.

$P_{\text{cond}} \approx \beta (T_e - T_c) \dots\dots\dots$	6 W/cm^2	
$P_{\text{ray}} \approx \sigma \epsilon (T_e^4 - T_c^4) \dots\dots\dots$	$25,5 \text{ W/cm}^2$	
$P_{\text{ref. élect.}} \approx I (\phi_a + RI + \frac{2 kT_e}{e})$		
$1 \phi_a \approx 10 \times 1,8 \dots\dots\dots$	18 W/cm^2	)
$RI^2 = VI \dots\dots\dots$	6 W/cm^2	) 27,45 Watts
$\frac{2 kT_e}{e} \cdot I \dots\dots\dots$	$3,45 \text{ W/cm}^2$	)
Puissance totale injectée.....	=	$58,95 \text{ W/cm}^2$
Le rendement réel du convertisseur est alors voisin de 10%.		

2°) Chute de température dans la gaine d'émetteur

Si W' est le flux par cm^2 sur la surface de l'émetteur, le flux au contact combustible-gaine est :

$$W = W' \cdot \frac{r + e}{e}$$

D'après l'équation de Fourier en régime statique, la chute de température dans la gaine a pour valeur :

$$\Delta T = \frac{W'}{\lambda} \cdot \frac{r + e}{r} \cdot \text{Log} \frac{r + e}{r}$$

soit environ 20° au point nominal de fonctionnement. On retrouve cette valeur dans les résultats obtenus sur le calculateur analogique.

3°) Chute de température au contact combustible-gaine

Cette chute dépend évidemment du mode d'échange thermique. Elle peut varier de quelques degrés à plusieurs centaines de degrés. Fort heureusement, l'étude analogique montre que le mode de transfert thermique entre le combustible et la gaine a peu d'influence sur les régimes transitoires.

4°) Répartition de température dans le combustible

La dépression de flux neutronique impose une répartition de puissance $\varphi(r)$ ayant l'allure représentée sur la figure (52). Sur cette même figure, on a porté les répartitions de température pour différents flux thermiques incidents sur l'émetteur. Les courbes se déduisent les unes des autres par affinités orthogonales.

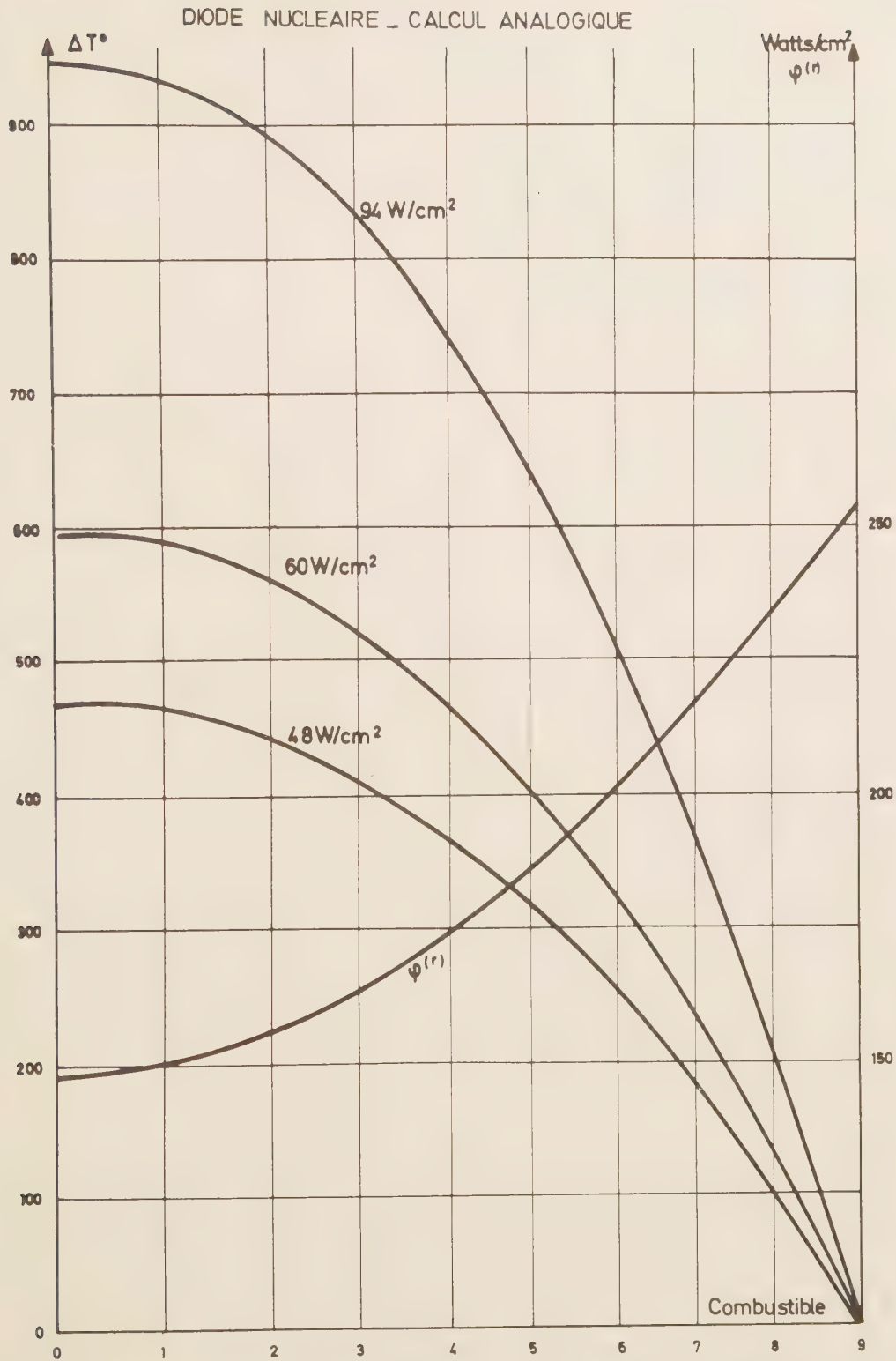


Fig.52 - Relevé des écarts de températures dans le combustible pour différentes valeurs du flux thermique

Pour un flux de 60 W/cm^2 , l'écart de température entre le coeur et l'extérieur du combustible est d'environ 600° ... Si l'émetteur est à $2\,000^\circ \text{ K}$ et si la résistance de contact est de $1^\circ/\text{W/cm}^2$, la température au coeur du combustible est de l'ordre de $2\,700^\circ \text{ K}$. Si la transmission de chaleur s'effectue par rayonnement, la température au coeur du combustible est supérieure à $2\,900^\circ \text{ K}$. Le problème du dégagement des produits de fission se pose alors de manière cruciale...

VI. IV ETUDE DES VARIATIONS DE CHARGE

On suppose le convertisseur à son point nominal de fonctionnement ($T_e = 2\,000^\circ \text{ K}$, $I = 10 \text{ A/cm}^2$ et $V = 0,6 \text{ volt}$). On a cherché à mettre en relief l'influence des pertes. A cet effet, on fait varier l'importance relative du rayonnement et de la conduction. On a étudié les cas $\epsilon = 0,15 - 0,3 - 0,7$ et $\beta = 0 - 6 \cdot 10^{-3} - 18,10 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{deg}^{-1}$. Ces valeurs de β correspondent à des pertes par conduction de $0\% - 10\% - 30\%$ de la puissance totale.

A chaque couple de valeurs (ϵ , β), on modifie la puissance injectée de façon à rétablir $T_e = 2\,000^\circ \text{ K}$ et $I = 10 \text{ A/cm}^2$, (fig. 53).

1°) Variations totales de température provoquées par l'ouverture du circuit électrique

a) Sur l'émetteur :

L'étude est valable pour un convertisseur de laboratoire puisque les résultats sont indépendants du mode de chauffage et ne sont fonctions que des conditions aux limites sur la surface externe de l'émetteur. Quelle que soit l'importance relative des pertes, c'est-à-dire quelle que soit l'importance du couple (ϵ , β), le flux coupé et la température initiale sont toujours les mêmes. Il en résulte que l'élévation de température due à l'ouverture du circuit ne dépend que de ce couple de valeurs (fig. 54). Le transfert thermique dans l'émetteur s'effectuant par conduction, l'écart est identique en tous les points. Au point nominal de fonctionnement, il est de 350° .

b) Sur le combustible :

De même, la chaleur se propage par conduction dans le combustible : l'amplitude totale de la variation de température est donc identique en tous les points. Sa valeur est celle de l'émetteur si l'échange thermique avec le combustible est purement résistif.

Si l'échange thermique s'effectue par rayonnement, sa valeur est sensiblement inférieure à celle de l'émetteur; en effet les équations ne sont plus linéaires et le transfert thermique a lieu à un niveau de température plus élevé; c'est-à-dire que l'écart de température entre le combustible et l'émetteur est plus faible en circuit ouvert qu'en fonctionnement normal.

DIODE NUCLEAIRE _ CALCUL ANALOGIQUE

Fig. 53 _

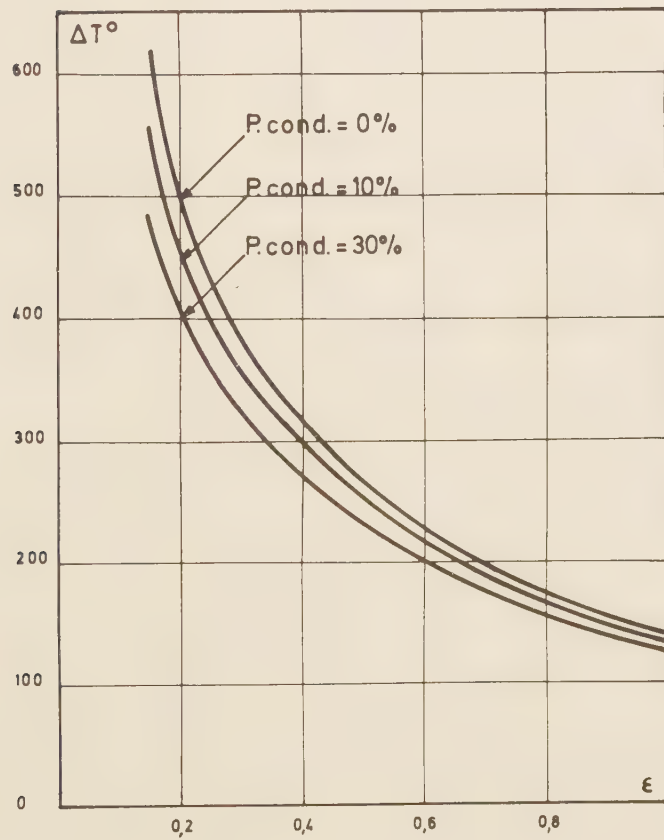
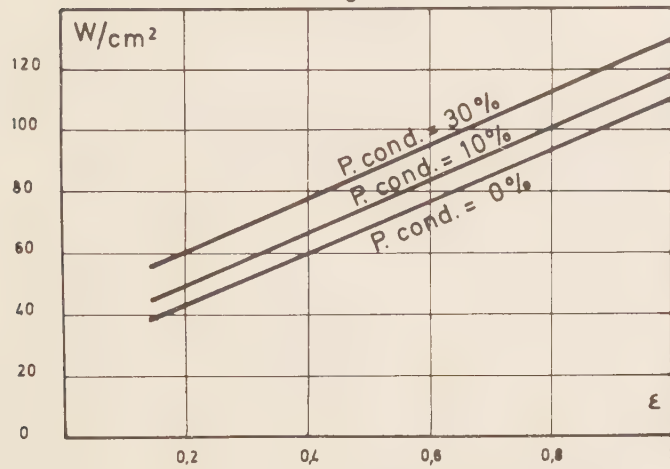


Fig. 54_ Ouverture du circuit _ Variations de température de l'émetteur

Mais quel que soit le mode d'échange, l'ouverture du circuit porte le coeur du combustible à une température supérieure à 3 000°K : c'est une valeur prohibitive.

2°) Régime transitoire à l'ouverture du circuit

La figure (55) représente les variations de température en fonction du temps pour différents points du convertisseur compris entre la surface extérieure et le coeur du combustible ; ceci pour $\epsilon = 0,3$ et β tel que les pertes par conduction représentent 10% de la puissance totale injectée pour le fonctionnement normal défini au paragraphe VI.III.I. On remarque que la perturbation de surface se propageant de l'extérieur vers l'intérieur avec un retard important.

Les courbes relatives aux trois points de l'émetteur sont confondues, la constante de temps est de 13 secondes : c'est la valeur trouvée dans l'étude théorique et expérimentale des régimes transitoires du convertisseur de laboratoire.

Remarque fondamentale :

Ceci signifie que lorsque la perturbation est localisée sur la surface externe de l'émetteur, le comportement de celui-ci est indépendant du mode de chauffage. Toute modification de charge engendre donc sur l'émetteur d'un convertisseur à chauffage nucléaire une variation de température identique à celle observée sur un convertisseur de laboratoire.

On trouvera sur le graphique (56) les valeurs des constantes de temps à 63% de l'extérieur de l'émetteur et du coeur du combustible, en fonction de l'émissivité composée (les pertes par conduction sont prises en paramètre. Les résultats sont identiques à ceux relatifs au convertisseur de laboratoire).

3°) Ouverture du circuit électrique et variations simultanées du flux neutronique

Pour limiter la montée en température due à une ouverture intempestive du circuit électrique, il est logique de réduire le flux neutronique : c'est-à-dire de diminuer la puissance thermique produite dans le combustible du convertisseur.

- C'est un premier pas vers une régulation.

On a déjà vu au paragraphe précédent que l'ouverture du circuit est une perturbation de surface se propageant de l'extérieur vers l'intérieur du combustible. Par ailleurs, la coupure du flux neutronique est une perturbation en volume. Si l'on associe simultanément l'une et l'autre, l'inertie thermique est suffisante pour créer une suroscillation de la température d'émetteur. Sur la fig. (57), on a porté les variations de la température d'émetteur lorsqu'à l'ouverture du circuit, le flux neutronique est réduit à 1 - 0,8 - 0,5 et 0,2 de sa valeur initiale : le cas traité correspond au point nominal de fonctionnement. Ainsi pour une réduction du flux à 0,2, la suroscillation de température atteint un maximum de

DIODE NUCLEAIRE _ CALCUL ANALOGIQUE

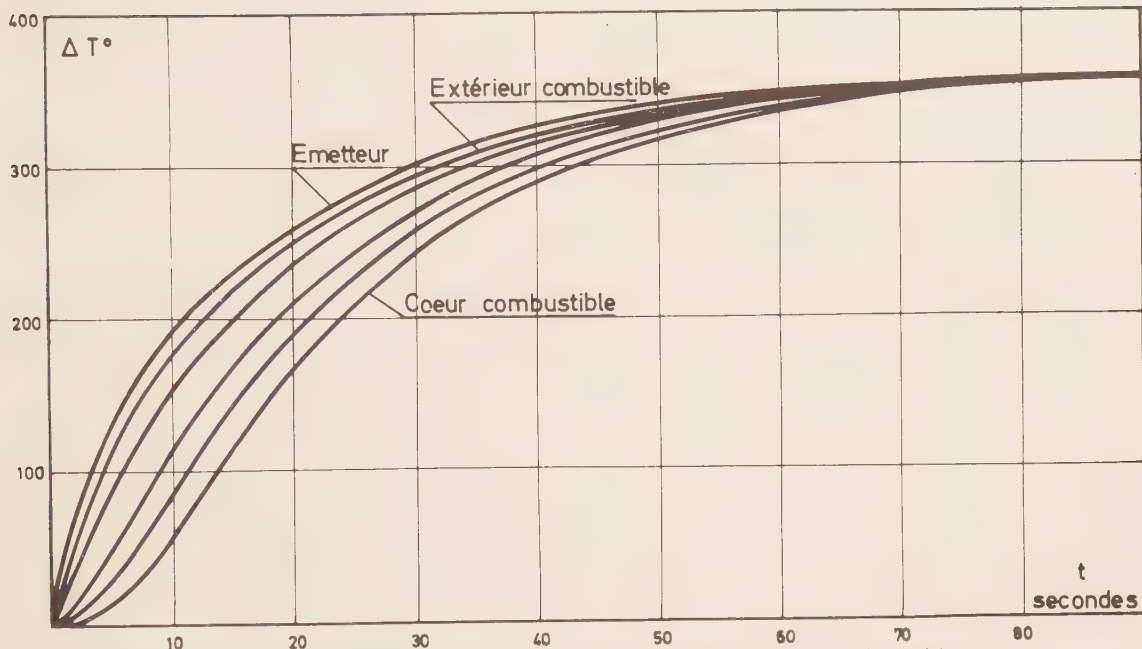


Fig.55 _ Ouverture du circuit _ Variations de température _ Emetteur et combustible
 $T_{initiale} = 2000^\circ K$ $\epsilon = 0,3$ $P_{cond} = 10\%$

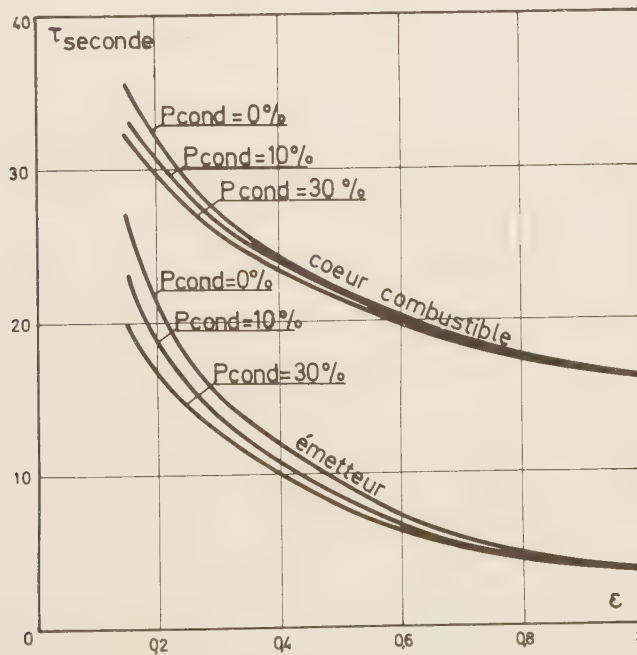


Fig.56 _ Ouverture du circuit _ constante de temps à 63%

40° au bout de 5 secondes environ.

Remarque :

Si la température d'émetteur est utilisée comme paramètre de contrôle, le système de régulation n'agira qu'avec un certain retard et la suroscillation de température ne sera que plus accentuée. Si, au contraire, on choisit comme paramètre de contrôle une des grandeurs électriques du convertisseur, le retard sera négligeable.

4°) Variations sinusoïdales de la charge

Les essais ont été faits pour des caractéristiques $I(R)$ de pente variable et pour différents coefficients de température.

L'expérience prouve que les variations de température du combustible sont beaucoup plus amorties que celles de l'émetteur. On trouve des résultats qualitativement identiques à ceux de l'étude théorique du convertisseur de laboratoire.

Les résultats consignés sur la fig. (58) sont relatifs au point $I=8,8$ amp. $V=0,45$ volt. La pente de la caractéristique est de $40 \text{ A. } \Omega^{-1}$. La loi de variation du courant en fonction de la température est :

$$I = I_0 [1 + k (T - T_0)] \quad \text{avec } k = \frac{1}{50} \quad T_0 = 2\,000^\circ\text{K.}$$

Cette équation est valable autour du point d'équilibre. Les variations de résistance sont de 50%.

On remarque que l'amplitude de la variation de courant est de 2,3 ampères pour une fréquence de 0,3 Hz. En assimilant la mesure à une " mesure à température constante " où l'écart serait de 2,5 ampères, on commet donc une erreur de 8%.

Les variations de température étant très faibles, les instabilités du calculateur analogique diminuent fortement la précision des courbes et rendent incohérentes les lectures du déphasage.

Sur la fig. (58), on a comparé les courbes analogiques aux courbes théoriques établies pour un convertisseur de laboratoire. Les résultats sont pratiquement identiques la raison en est simple : le combustible ne subit pas la perturbation et son influence est donc très faible.

VI. V. ETUDE DES VARIATIONS DE PUISSANCE

La variation de puissance est sinusoïdale. L'amplitude de la modulation est de + 10% autour du point d'équilibre moyen défini au paragraphe III du présent chapitre.

DIODE NUCLEAIRE - CALCUL ANALOGIQUE

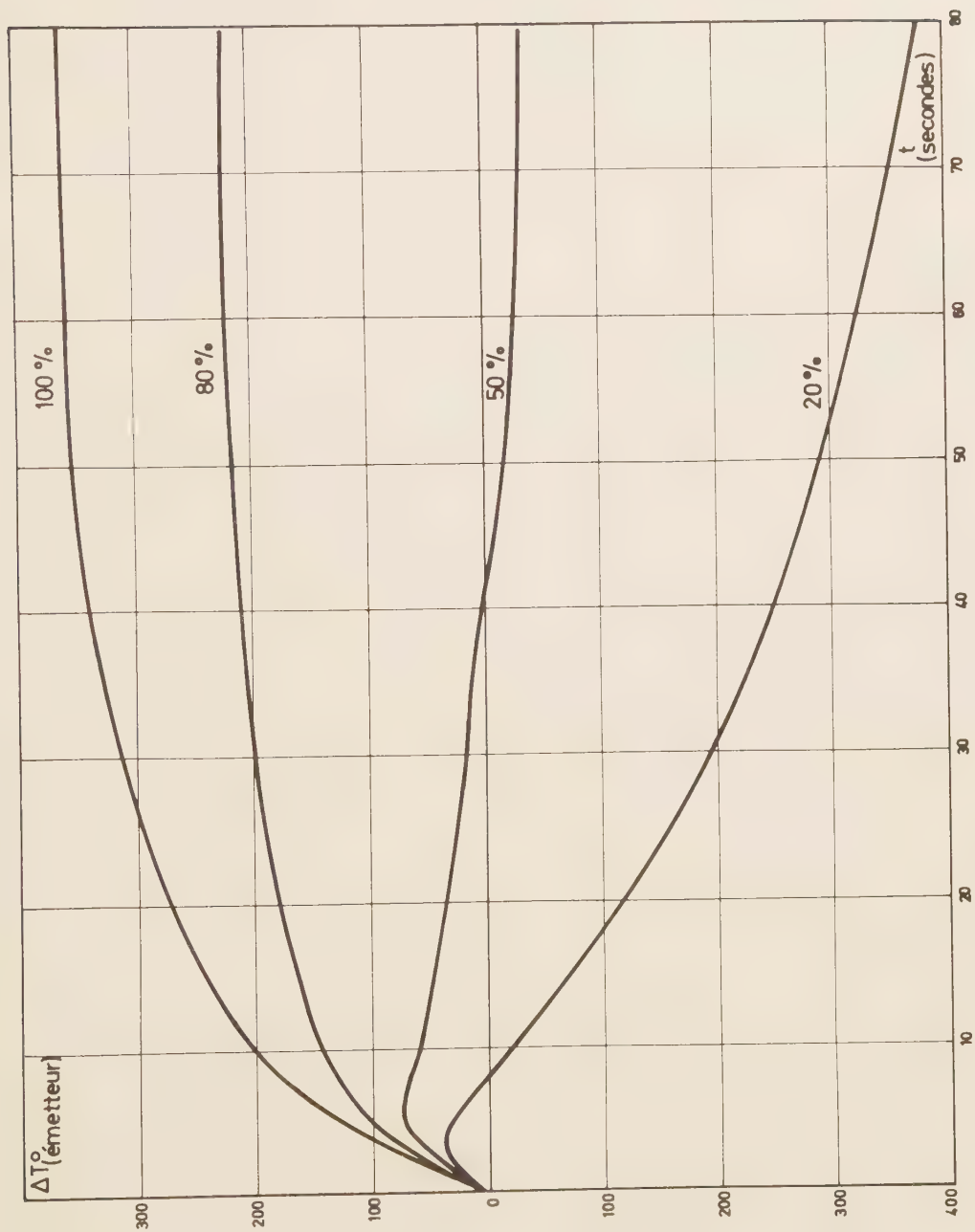


Fig. 57 - Ouverture du circuit et réduction simultanée du flux neutronique
Variations de la température d'émetteur en fonction du temps

$$\Delta T_e = f(t)$$

DIODE LABORATOIRE _ CALCULS THEORIQUES

DIODE NUCLEAIRE _ CALCULS ANALOGIQUES

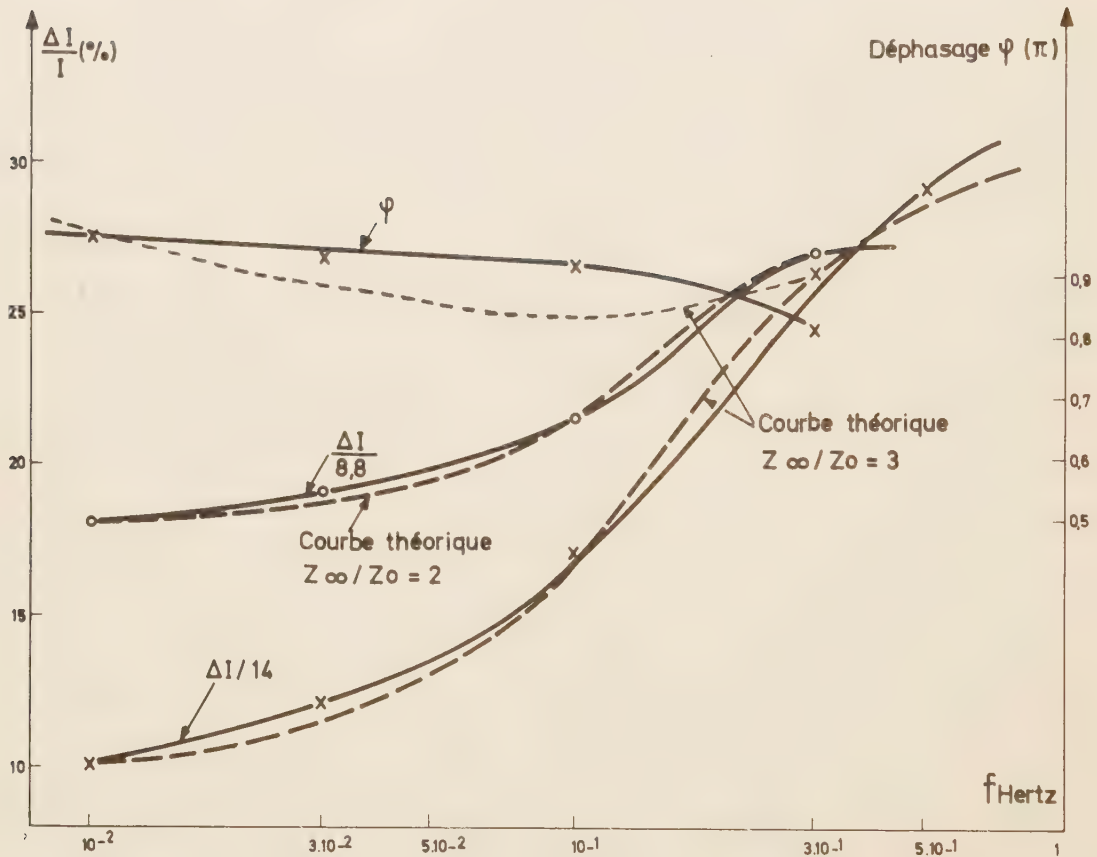


Fig.58 _Variations sinusoïdales de la charge _ Réponse en fréquence du courant

Comme dans l'étude expérimentale d'un convertisseur de laboratoire, l'étude analogique s'effectue à circuit électrique ouvert ou en charge. Les résultats sont consignés sur les figures (59) et (60). Alors qu'aux différents points du combustible il n'apparaît que la seule fréquence de coupure f_{c1} , on retrouve sur l'émetteur les deux fréquences de coupure f_{c1} et f_{c2} . Ceci permet de conclure la discussion du paragraphe V.III en disant que l'approximation qui a été faite n'est plus valable pour les fréquences supérieures à f_{c2} de l'ordre de 0,1 Hz (environ dix fois la valeur de f_{c1}).

VI. VI CONCLUSION

Cette étude analogique d'un convertisseur thermoionique à chauffage nucléaire complète utilement l'étude théorique et expérimentale de la cinétique d'un convertisseur de laboratoire. Elle montre qu'en première approximation, les régimes transitoires de l'émetteur sont indépendants du mode de chauffage. Ceci résulte d'un couplage " lâche " entre le combustible nucléaire et l'émetteur.

DIODE NUCLEAIRE - CALCUL ANALOGIQUE

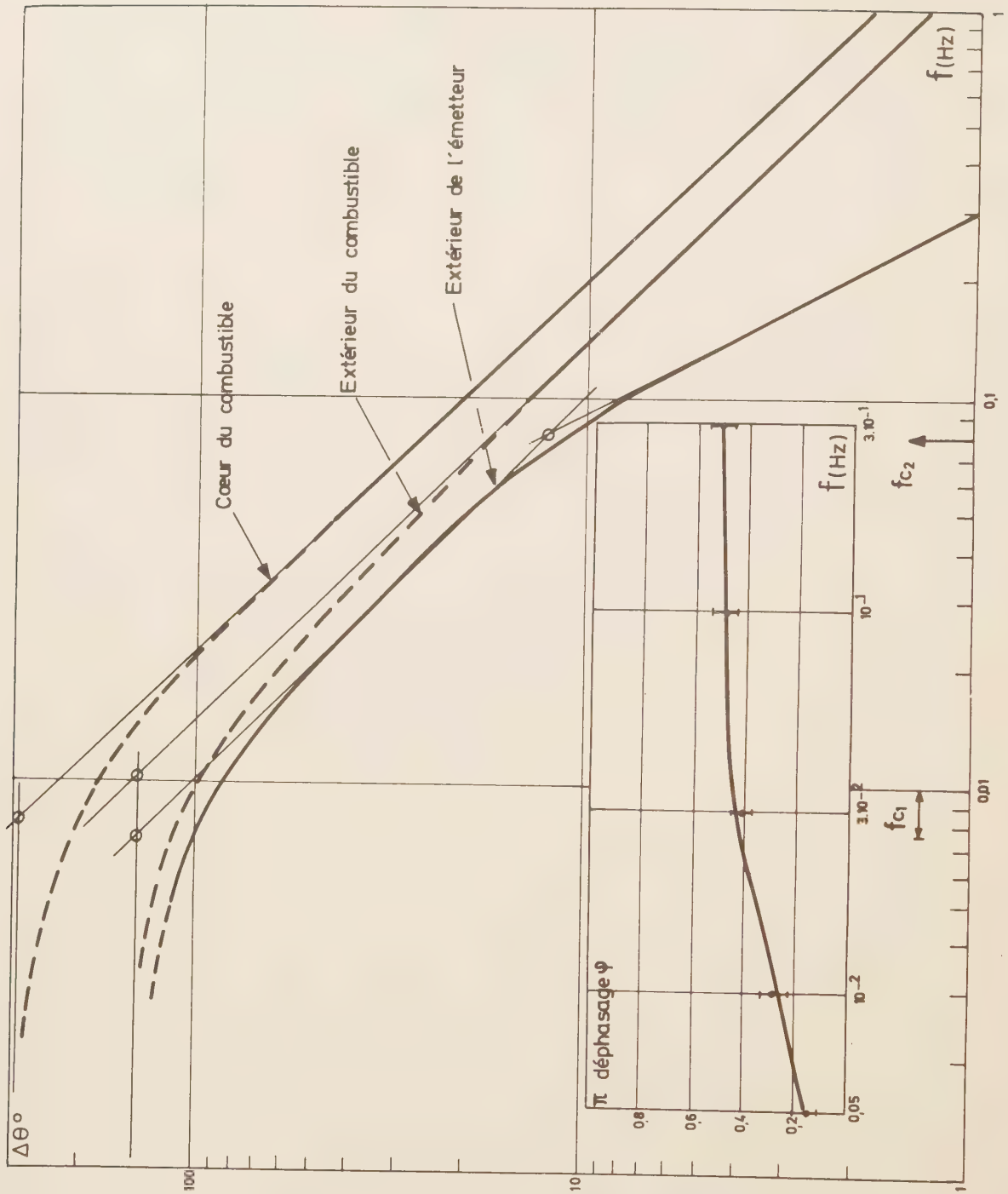


Fig. 59 - Courbes d'affaiblissement et de déphasage - Variation de puissance
(Circuit électrique ouvert)

DIODE NUCLEAIRE _ CALCUL ANALOGIQUE

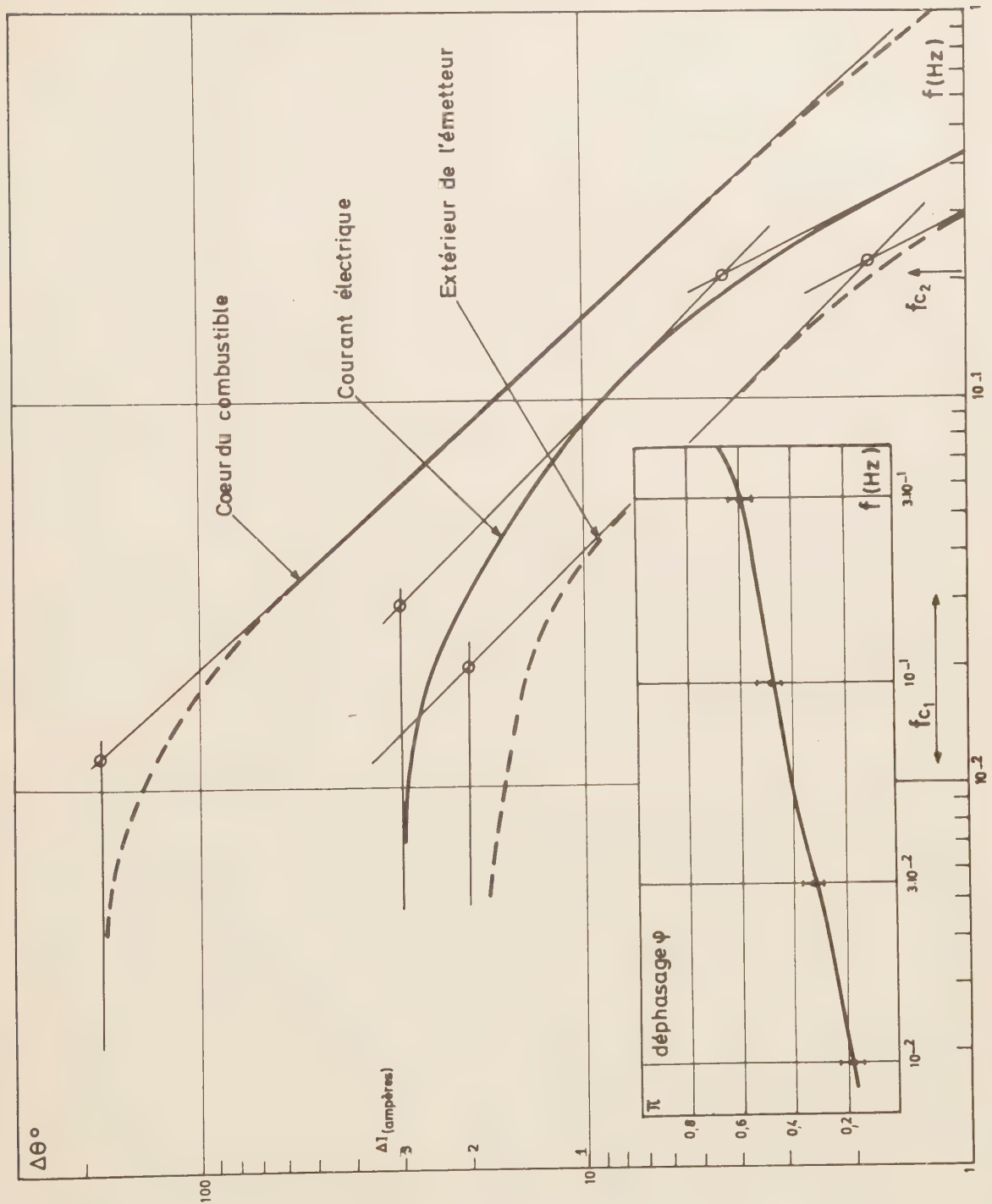


Fig. 60 _ Courbes d'affaiblissement et de déphasage
Variation de puissance autour du point de fonctionnement

CHAPITRE VII

CONCLUSION GENERALE

Le but poursuivi dans ce présent travail était de fournir une description des phénomènes et de préciser les ordres de grandeur des constantes de temps des principaux régimes transitoires d'un convertisseur thermoionique isolé. L'étude a montré que les résultats sont pratiquement indépendants du mode de chauffage. Les lois générales établies sont donc également applicables aux convertisseurs thermoioniques transformant l'énergie solaire et l'énergie thermique des flammes.

Rappelons les principaux résultats obtenus [23] :

On a tout d'abord montré que deux des quatre paramètres définissant le fonctionnement du convertisseur sont des paramètres auxiliaires : ce sont, la température du réservoir de césium et le coefficient d'échange du circuit de refroidissement associé au collecteur.

Les paramètres fondamentaux sont la résistance électrique du circuit d'utilisation et la puissance incidente sur l'émetteur du convertisseur. La variation de l'un de ces paramètres engendre une perturbation du flux thermique de l'émetteur. A toute augmentation de la puissance incidente correspond une augmentation de la température d'émetteur et de l'intensité du courant électrique. A toute augmentation de la résistance de charge correspond une augmentation de la température d'émetteur et une diminution du courant électrique.

L'étude théorique et expérimentale d'un convertisseur de laboratoire et l'étude analogique d'un convertisseur muni de son combustible nucléaire montrent que la réponse de l'émetteur à une perturbation est, en première approximation, celle d'une plaque isotherme.

La résolution des équations du transfert thermique a permis de mettre en évidence l'inertie du convertisseur et de la caractériser par une constante de temps dont la valeur est d'environ dix secondes.

L'ouverture du circuit électrique provoque une montée en température d'allure exponentielle, son amplitude est incompatible avec la technologie actuelle des convertis-

seurs. Cependant la variation est suffisamment lente pour permettre d'atténuer l'importance en diminuant la puissance incidente.

L'étude de l'influence des variations continues de la résistance de charge permet d'effectuer une critique des différents modes de relevés de caractéristiques. Il faut en effet distinguer les relevés à puissance injectée constante et ceux à température d'émetteur constante. Pour que les relevés aient un sens, il convient de préciser s'il s'agit d'un relevé point par point ou d'un relevé par balayage alternatif ; il faut, de plus, préciser les conditions de refroidissement imposées au collecteur.

L'étude de l'influence des variations de la puissance incidente montre qu'il est possible d'obtenir une bonne approximation des régimes transitoires en identifiant le convertisseur à une suite de filtres électriques.

Cette étude permet également de poser les principes généraux du contrôle et de la régulation d'un réacteur thermoionique.

La résistance de charge étant imposée par le circuit d'utilisation, le paramètre de "réglage" sera la puissance thermique injectée : c'est-à-dire l'importance du flux neutronique dans lequel baigne le combustible. Le contrôle devra se faire par la mesure simultanée des deux grandeurs électriques-courant et tension. Les températures des différents points du convertisseur seront éventuellement utilisées pour la sécurité du réacteur. Il semble provisoirement exclu d'utiliser la température comme paramètre de contrôle car l'emploi d'un thermocouple fonctionnant à 2 000°K n'est pas très sûr.

On s'efforcera de maintenir la température du réservoir de césium aussi voisine que possible de l'optimum. Une modification de cette température provoquerait, en effet, une diminution de la puissance électrique fournie mais une augmentation de la température d'émetteur.

Le circuit de refroidissement du collecteur sera asservi à la puissance ; il permettra de contrôler la température du collecteur et de la maintenir dans une gamme de valeurs imposées autant par la tenue mécanique des matériaux que par le fonctionnement électrique des convertisseurs.

Le modèle analogique mis au point pourra être également utilisé pour l'étude en régime statique et dynamique de plusieurs convertisseurs couplés.

S'il s'agit d'étudier le comportement de plusieurs convertisseurs pour de faibles variations des paramètres, le modèle est directement utilisable.

Par contre, si l'on désire étudier le comportement de plusieurs convertisseurs couplés, pour de grandes variations telles que celles provoquées par le démarrage d'un réacteur thermoionique, le modèle analogique devient insuffisant : il convient d'y adjoindre

un réseau de caractéristiques expérimentales en mémoire. Il sera alors possible d'étudier la cinétique d'un réacteur nucléaire avec quelques cent convertisseurs plongés dans un flux inhomogène en utilisant la réseau complet des caractéristiques et le modèle mathématique simplifié dont la présente étude a montré la validité.

Notons pour terminer, les progrès importants effectués dans la conception et la durée de vie des convertisseurs depuis le début de cette étude. Plusieurs centaines de chercheurs travaillent sur la conversion thermoionique dont il est maintenant possible d'envisager l'application prochaine.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] G.N. HATSOPOULOS
Electronics T.32, nov. 1959
- [2] G.M. GROVER
Nucleonics, juil. 1959
- [3] G. HERRMANN et S. WAGENER
The oxide cathode t II, Chapman and Hall, 1951
- [4] LANGMUIR
Proc. Roy. Soc., Avril 1925, tome 107.
- [5] B. DEVIN, M. VANDEVYVER
Journal de Physique et le Radium, juin 1962
- [6] B. HUTZLER
Thèse de Docteur-Ingénieur, Paris, mai 1965
- [7] A. JESTER, R. LANGPAPE, R. MINOR
The influence of cesium fluoride on the Emitter work function and the performance of cesium diodes
Colloque, Saclay, sept. 1964
- [8] T. ALLEAU, B. DEVIN, R. LESUEUR
Utilisation des composés d'insertion du graphite en conversion thermoionique
Colloque Saclay, sept. 1965
- [9] G. M. GROVER
J. Appl. Phys., 35 (1964) page 1990

- [10] Thermionic Electrical Power generation, Londres, sept. 65
- [11] A Symposium on high temperature conversion heat to electricity
Fueson, Arizona, 19-21 fev. 64
- [12] J. P. FREYTAG
Thermionic Electrical power generation, sept. 1965
- [13] VERON
Cours E.C.P., Paris
- [14] CORDIER
Cours I.N.S.T.N., Saclay, C.D.U. et SEDES, Paris
- [15] FABRY
Propagation de la chaleur, Armand Collin
- [16] W.H. Mc ADAMS
Transmission de la chaleur, Dunod, Paris 1961
- [17] KUTATELADZE
Fundamentals of heat transfert
- [18] Robert D. CONAN
Journal Appl. Phys. vol.32 n° 7, juil. 1961
- [19] J. P. LANDROT, J. BLIAUX, D. LIST
Thermoionic Electrical Power generation, Londres sept. 1965
- [20] J. P. LANDROT, D. LIST
Rapport interne
- [21] C. CAILLET
Onde électrique, juil/août 64
- [22] J. BLIAUX, P. JAMET
Dépression de flux dans les convertisseurs thermoioniques
Rapport CEA n°R 2782

- [23] J. P. LANDROT
Les convertisseurs thermoioniques en régime variable
ENTROPIE, Sept./ Oct. 1967 (à paraître)

Manuscrit reçu le 27.10.67.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

PARIS, le 17 Mars 1967

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BERGERARD

Vu

et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Paris

